

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ И ПРИРОДА ЛУНЫ

В. Д. Кротиков, В. С. Троицкий

СОДЕРЖАНИЕ

§ 1. Общие сведения об исследовании физических условий на Луне и ее радиоизлучении	589
§ 2. Температура поверхностного слоя Луны	594
§ 3. Теория радиоизлучения Луны	599
§ 4. Экспериментальные данные о радиоизлучении Луны	608
§ 5. Строение верхнего покрова Луны	609
§ 6. Тепловые свойства вещества верхнего покрова Луны	620
§ 7. Плотность и диэлектрическая постоянная пород верхнего покрова Луны	623
§ 8. Природа вещества верхнего покрова Луны	627
§ 9. Поток тепла из недр Луны. Тепловое состояние лунных недр	632
§ 10. Некоторые проблемы и задачи исследования Луны по ее радиоизлучению. Заключение	636
Цитированная литература	637

§ 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ИССЛЕДОВАНИИ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ НА ЛУНЕ И ЕЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИИ

До тридцатых годов этого столетия единственным источником сведений о физических условиях на Луне был отраженный от ее поверхности солнечный свет. Естественно, что он мог нести информацию о состоянии вещества только на самой поверхности, причем скорее о ее микро-рельефе (шероховатость, зернистость и т. д.), чем о природе вещества и его свойствах. К настоящему времени хорошо изучены свойства поверхности при отражении световых лучей (отражательная способность, поляризационные свойства и т. д.). Большой вклад в эти исследования внесла французская школа астрономов: Лео, Дольфус и др.

Особенно значителен вклад харьковской школы астрономов, возглавляемой Н. П. Барабашовым (А. Т. Чекирда, В. И. Езерский, В. А. Федорец и др.), и ленинградской школы под руководством В. В. Шаронова (Н. Н. Сытинская, Н. С. Орлова, Л. Н. Радлова и др.). Значительны работы В. Г. Фесенкова, А. В. Маркова, А. В. Хабакова и Б. Ю. Левина. Следует отметить также поляризационные исследования В. П. Джаппишвили. В результате этих обширных исследований установлено много различных свойств и закономерностей отражения и рассеяния света лунной поверхностью (см., например, ⁵⁶). Однако интересующие нас выводы сводятся в основном к утверждению о сильной шероховатости или мелкой раздробленности вещества на поверхности.

По отражательной способности и поляризационным свойствам вещество Луны оказалось непохожим на все исследовавшиеся земные породы в их естественном или раздробленном состоянии.

Лишь в конце двадцатых и начале тридцатых годов нашего века началось исследование Луны в собственном тепловом электромагнитном излучении на инфракрасных волнах длиной 10—15 мк. Измерения Петтита и Никольсона в 1927 и 1930 гг.⁵ во время лунаций позволили определить температуру поверхности, а измерения во время лунных затмений тех же авторов^{5, 58} позволили Весселинку (1948)¹ и затем Ягеру (1953)² найти теплопроводность лунного вещества, которая оказалась настолько малой, что могла соответствовать только тонкой пыли, находящейся в вакууме. Измерения Смолюховского (1911)⁶⁵ теплопроводности порошков в вакууме хорошо это подтверждало. Так возникла гипотеза о сплошном пылевом слое, покрывающем Луну. Более детальный анализ показал, что эта пыль образует покров на поверхности скальных пород толщиной, по-видимому, всего в несколько миллиметров⁵⁹.

В 1949 г. Пиддингтон и Миннет⁷ впервые детально исследовали собственное тепловое радиоизлучение Луны на волне 1,25 см. Они пришли к выводу о двухслойно-пылевом строении верхнего слоя и оценили величину эффективной электропроводности лунного вещества на волне 1,25 см. Значение этой работы заключается в открытии того, что радиоизлучение Луны определяется толстым слоем вещества и несет информацию о физических свойствах всего слоя, а не только о поверхности, что давали световые отраженные волны и собственное инфракрасное излучение. Однако значение этого факта в полной мере стало ясно лишь к настоящему времени, когда по радиоизлучению получены столь существенные результаты, которые ранее казались недоступными.

Через некоторое время после первых измерений началось интенсивное исследование радиоизлучения Луны на разных волнах и разработка путей определения по этим данным физических условий на Луне и в первую очередь температуры, тепловых и электрических свойств вещества, его структуры и природы.

Исследование Луны по ее радиоизлучению за рубежом продолжалось в ряде стран различными авторами. Было выполнено большое количество работ. Однако наиболее систематические исследования Луны велись в Советском Союзе группой радиоастрономов в Научно-исследовательском радиофизическом институте (НИРФИ) при Горьковском государственном университете, начиная с 1950 г. по настоящее время^{3, 4, 8, 11-14, 16, 24-26, 28-30, 34-38, 40, 50, 52, 53, 63, 67-70, 72, 76}, а также группой радиоастрономов Физического института АН СССР (ФИАН) с 1955 г. под руководством А. Е. Салоновича^{9, 10, 20-23, 29, 32, 76} и в Пулковской обсерватории АН СССР (ГАО) под руководством С. Э. Хайкина и Н. Л. Кайдановского^{10, 71, 81}.

Исследования радиоизлучения Луны и земных пород, проводившиеся в НИРФИ за последнее время, принесли много новых результатов и позволили создать довольно цельную, внутренне непротиворечивую картину физических свойств верхнего покрова Луны. Скачок в этом направлении целиком обусловлен разработкой нового прецизионного метода измерения радиоизлучения Луны с точностью не менее $\pm 1 \div 2\%$. Так как далее мы не будем касаться методов измерения радиоизлучения Луны, здесь целесообразно на них остановиться. Предварительно установим определения и понятия, относящиеся к радиоизлучению Луны.

Как известно, радиоизлучение Луны является тепловым. Луна не является абсолютно черной для радиоволн, поэтому интенсивность радиоизлучения любой ее элементарной площадки характеризуется эффективной (яркостной) температурой, под которой подразумевается температура абсолютно черного тела, дающего наблюдаемую интенсивность

излучения. Чаще эффективную температуру на радиоволнах называют радиотемпературой. Яркостная радиотемпература не одинакова для всего диска Луны и распределена по нему соответственно с распределением истинной температуры и излучательной способности поверхности. Все применяемые методы измерения интенсивности радиоизлучения Луны дают некоторое среднее по диску (взвешенное по диаграмме) значение радиотемпературы, равное ^{8, 37}

$$\bar{T}_{\text{Л}} = \frac{\int_{\Omega_{\text{Л}}} F(\Omega) T_{\text{Л}}(\Omega) d\Omega}{\int_{\Omega_{\text{Л}}} F(\Omega) d\Omega},$$

где $T_{\text{Л}}$ — функция распределения яркостной радиотемпературы по диску Луны, $\Omega_{\text{Л}}$ — телесный угол Луны, F — уравнение диаграммы антенны по мощности.

При диаграмме антенны, имеющей ширину полного лепестка много меньше угловых размеров Луны, измеряется яркостная радиотемпература в заданном направлении. При обратном соотношении, когда ширина диаграммы больше углового размера Луны, измеряется практически средняя радиотемпература по диску

$$\bar{T}_{\text{Л}} = \frac{1}{\Omega_{\text{Л}}} \int_{\Omega_{\text{Л}}} T_{\text{Л}}(\Omega) d\Omega.$$

Для определения величины $\bar{T}_{\text{Л}}$ необходимо измерить величину

$$\int_{\Omega_{\text{Л}}} FT_{\text{Л}} d\Omega,$$

которая пропорциональна мощности сигнала на выходе антенны, причем коэффициент пропорциональности определяется параметрами антенны (направленностью, потерями, диаграммой). Измеряя мощность сигнала на выходе антенны с помощью радиометров и зная параметры антенны, нетрудно найти искомую величину радиотемпературы. Но на этом пути, который обычно применяется, возникают значительные ошибки из-за трудностей определения параметров антенны и в меньшей степени из-за неточности определения мощности сигнала на выходе антенны. Точность таких измерений $\bar{T}_{\text{Л}}$ обычно не превосходит 10—20%, что делает измерения, по существу, относительными. Это сильно ограничивает возможность использования радиоданных для определения температуры и физических параметров поверхностного слоя. Все же из относительных данных удалось установить, что поверхностный слой Луны в глубину примерно однороден по свойствам, и сделать другие выводы, о которых будет сказано ниже.

Новые результаты были получены при применении прецизионного метода измерения радиоизлучения, разработанного в НИРФИ ²⁴. Этот метод измерения радиотемпературы Луны основан на сравнении ее радиоизлучения с точно известным радиоизлучением абсолютно черного диска, помещаемого во френгоферовой зоне антенны, на достаточной угловой высоте над горизонтом. Мощность сигнала от диска пропорциональна известной величине $T_{\text{д}} \int_{\Omega_{\text{д}}} F d\Omega$ ($T_{\text{д}}$ — температура диска), пользуясь кото-

рой легко прокалибровать всю систему, не прибегая к измерению мощности на выходе антенны и не употребляя не известных точно параметров антенны. Этот способ получил название метода «искусственной Луны», так как

обычно диск имеет видимые от антенны радиотелескопа угловые размеры, близкие к угловым размерам Луны. Оказалось, что наиболее существенная ошибка метода связана с влиянием радиоизлучения Земли, которое дифрагирует на диске и попадает в радиотелескоп, увеличивая эталонный сигнал на неопределенную величину. Для исключения влияния дифракции применялся второй эталон в виде отверстия в плоскости, перекрывающей главный лепесток диаграммы антенны и расположенной там же, где и диск. Отверстие точно соответствовало размерам диска. В этом случае эталонный сигнал, образованный излучением диска, помещаемого в отверстие, оказывался уменьшенным на величину мощности дифрагированного в от-

верстии радиоизлучения. Поскольку дифракционные картины диска и отверстия одинаковы (дополнительные экраны), и дифракционные мощности будут равны по величине. Следовательно, среднее значение сигналов от свободного диска и диска в отверстии будет строго равно известному излучению диска.

В дальнейшем, благодаря применению второго эталона, были найдены условия установки диска, при которых влияние радиоизлучения Земли могло быть снижено до пренебрежимо малой величины и использовался только один эталонный диск. Размеры диска в первых измерениях, проводившихся на волне 3,2 см с антенной диаметром 1,5 м были 60 и 120 см, а затем 4—5 м. На рис. 1 приведен снимок установки для наблюдения с диском диаметром 5 м, установленном на горе, возле развалин генуэзской крепости в Судак, на рис. 2—такая же установка на Кара-даге в Крыму. На рис. 3 показана 4-метровая искусственная Луна.

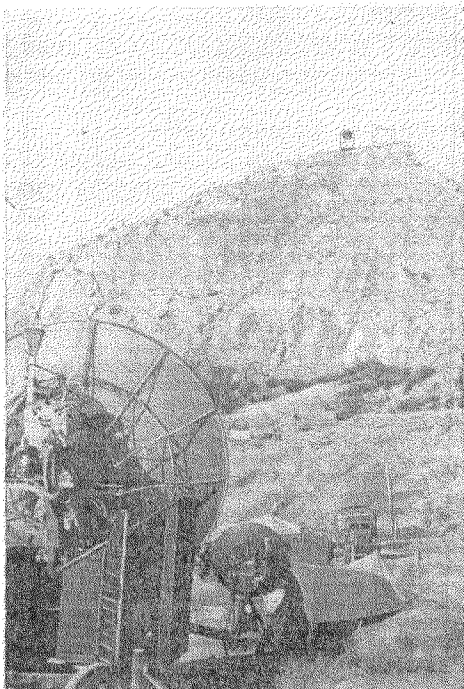


Рис. 1. Наблюдение радиоизлучения эталонного диска диаметром 5 м, установленного на горе около города Судак.

В результате применения нового метода оказалось возможным определять температуру Луны с точностью 2—3% в широком диапазоне волн. Однако этот метод технически доступен только для измерения интегрального излучения, т. е. средней по диску Луны радиотемпературы.

В итоге немногим более десятилетнего периода исследования Луны в радиоизлучении получены существенные результаты, которые раскрывают природу и физические условия не только верхнего покрова, но и глубоких недр Луны, проливая свет на ее историю. Полученные результаты кратко сводятся к следующему:

1. Изучен средний температурный режим поверхности Луны. Определено распределение температуры по диску и зависимость температуры от времени. Средняя температура на поверхности для экватора Луны равна $T_0(0) = 230^\circ \text{K}$, а амплитуда первой гармоники $T_1(0) = 155^\circ \text{K}$. Колебания температуры практически отсутствуют уже на глубине полутора метров.

2. Установлено увеличение температуры в глубь Луны на $1,6 \text{ град/м}$ до глубины 20 м , определена плотность потока тепла из недр Луны, равная земной: $1,3 \cdot 10^{-6} \text{ кал/см}^2 \text{сек}$.

3. Обнаружена примерная однородность свойств верхнего слоя вещества Луны, начиная от поверхности до глубины 20 м . Определена плотность вещества в слое, близкая к значению $0,5 \text{ г·см}^{-3}$. Весь двадцатиметровый слой вещества находится в сильно пористом состоянии в виде застывшего пенистого вещества, имеющего теплопроводность, в $40\text{—}60$ раз меньшую теплопроводности плотных земных пород.

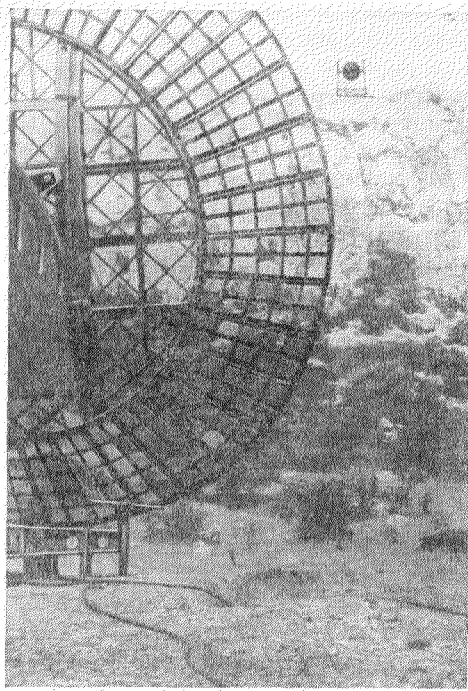


Рис. 2. Наблюдение радиоизлучения эталонного диска диаметром 4 м , установленного на Кара-даге в Крыму.

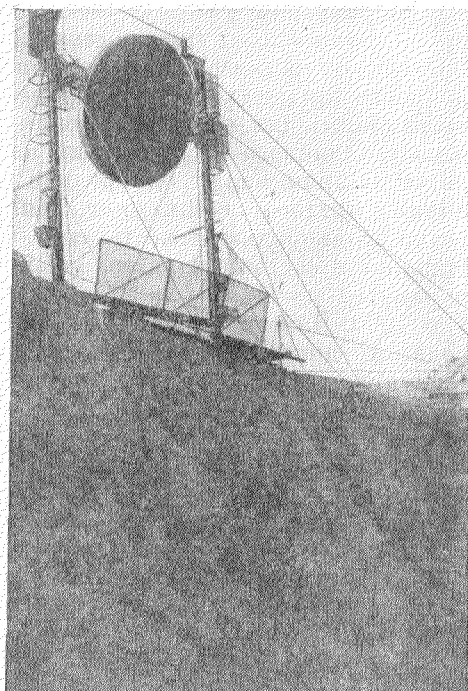


Рис. 3. «Искусственная Луна» диаметром четыре метра.

4. Определен угол потерь вещества Луны на СВЧ (или эффективная электропроводность), оказавшийся равным $5 \cdot 10^{-3}$ на г·см^{-3} , что соответствует потерям в хороших диэлектриках, применяемых в технике. Получены данные о химическом и минералогическом составе лунного вещества, состоящего на $60\text{—}65\%$ из кварца и, возможно, близкого к группе гранитов, однако по структуре отличающегося.

5. Определен поток тепла, выделяемого Луной в год, который равен $1,6 \cdot 10^{19} \text{ кал/год}$. При предположении о радиогенном происхождении этого тепла оценена средняя концентрация радиоактивных элементов для Луны, оказавшаяся в $5\text{—}6$ раз большей, чем средняя концентрация для Земли. Оценена температура лунных недр. Таков далеко не полный перечень полученных результатов.

Задачей обзора является дать не только возможно более полные сведения о физических условиях на Луне, полученные благодаря исследованию собственного излучения Луны, но и раскрыть способы и методы анализа для определения этих условий.

§ 2. ТЕМПЕРАТУРА ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ЛУНЫ

Как известно, температура поверхности Луны определяется ее нагревом от излучения Солнца. Ввиду отсутствия атмосферы на Луне представляется возможным провести точные расчеты температуры ее поверхности при заданной величине и изменении потока энергии от Солнца. Впервые тепловой режим лунной поверхности во время лунаций для центра видимого диска рассматривался Весселинком¹.

Как известно, характер изменения температуры какого-либо тела при заданном изменении потока целиком определяется некоторым тепловым параметром $\gamma = (k\rho c)^{-1/2}$, где k — теплопроводность, ρ — плотность и c — теплоемкость (при постоянном давлении) вещества тела. В работе¹ проведен теоретический расчет теплового режима в предположении однородности тепловых свойств верхнего покрова Луны (независимость k и ρ от глубины) для одного значения параметра $\gamma = 920$. Более детальный расчет теплового режима для центра диска проделан Ягером². При расчетах принималась однородная модель строения верхнего слоя при различных предположениях о его тепловых свойствах, а также двухслойная, резко-неоднородная модель, согласно которой лунная поверхность представляется состоящей из сплошной породы с низким значением теплового параметра $\gamma = (k\rho c)^{-1/2} \approx 100$, покрытой тонким слоем пыли со значением $\gamma = 1000$. Для определения изменения температуры поверхности в центре видимого диска Луны в течение лунного цикла Ягер решал уравнение теплопроводности при периодическом потоке тепла от Солнца и излучении согласно закону Стефана — Больцмана (см. формулы (1), (2)). Решение велось методом численного интегрирования. Однако автор использовал заниженное значение солнечной постоянной ($A_0 = 1,55 \text{ кал/см}^2\text{мин}$) и полагал, что в начальный момент верхний слой Луны равномерно прогрет. Как известно, значение солнечной постоянной равно $A_0 = 2 \text{ кал/см}^2\text{мин}$.

В результате исследования радиоизлучения Луны показано, что поверхностный слой вещества Луны в глубину имеет квазиоднородную структуру, а резко-неоднородная модель, как не соответствующая экспериментальным данным, должна быть отвергнута³. В связи с этим в⁴ более строго исследован температурный режим лунной поверхности при использовании современного значения солнечной постоянной и указанных новых данных о структуре верхнего слоя. На электронно-вычислительной машине БЭСМ-2 для любой точки лунной поверхности с селенографическими координатами φ, ψ и для параметра γ , равного 20, 125, 250, 400, 500, 700, 1000 и 1200, было найдено установившееся решение уравнения

$$\frac{\partial T}{\partial t} - a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0 \quad (1)$$

с граничными условиями:

$$\left. \begin{aligned} k \frac{\partial T}{\partial y} &= E_1 \sigma T^4 - A_0 \cos \psi E_2 \cos (\Phi - \varphi) \text{ для } |t| < \frac{1}{4} \tau, \\ k \frac{\partial T}{\partial y} &= E_2 \sigma T^4 \text{ для } \frac{1}{4} \tau < t < \frac{3}{4} \tau. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь $a = k/\rho c$ — коэффициент температуропроводности, $A = 2 \text{ кал/см}^2\text{мин}$ — солнечная постоянная, E_1 — излучательная способность в диапазоне волн максимума собственного теплового излучения лунной поверхности, E_2 — излучательная способность в диапазоне длин волн падающего светового потока, τ — период лунаций, $\Phi = \Omega t$ — фазовый угол, Ω — частота лунаций, σ — постоянная Стефана — Больцмана. Так как задача решалась до получения установившегося решения, то начальные условия могут быть выбраны любыми. На рис. 4 изображена

зависимость поверхностной температуры в центре лунного диска от времени, отнесенного к периоду лунаций. Пунктирные кривые соответствуют расчету Ягера для $\gamma = 20$ и 1000. Сравнение полученных кривых с расчетом Ягера ² показывает, что у последнего значение температуры поверхности в подсолнечной точке почти на двадцать градусов ниже (374°K) соответствующего значения, полученного в работе ⁴. Примерно на столько же градусов меньше в работе ² перепад между дневной T_m и ночной T_n

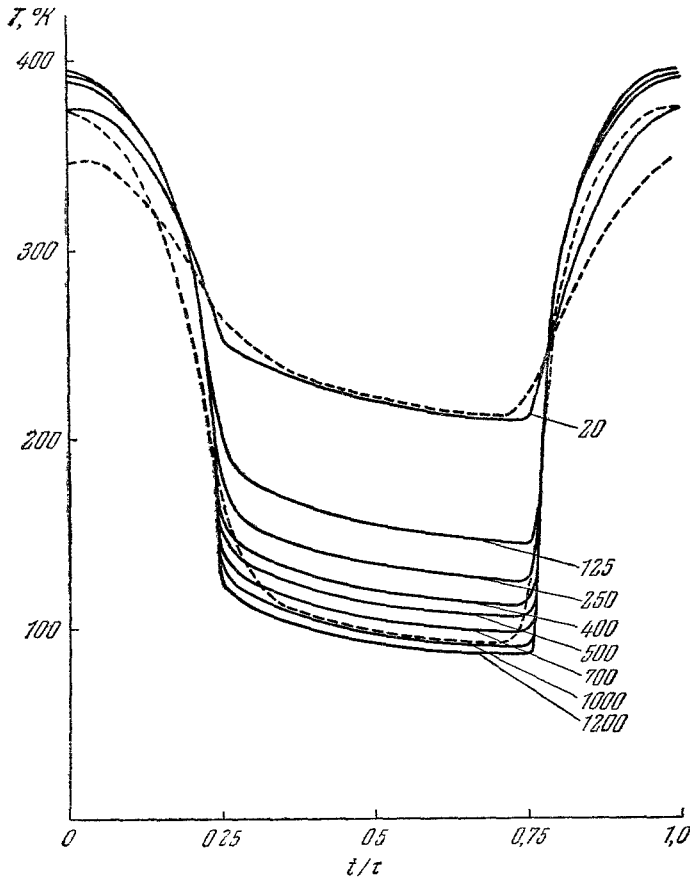


Рис. 4. Изменение температуры поверхности в центре лунного диска в зависимости от приведенного периода лунаций для различных значений параметра γ .

Пунктирные кривые соответствуют расчетам Ягера ² для $\gamma = 20$ и 1000.

температурами. Более резкий переход в ⁴ в точках $t/\tau = 0,25$ и $t/\tau = 0,75$, соответствующих заходу и восходу Солнца, вероятно, вызван тем, что выбранное в ² деление периода лунаций на 20 частей способствует сглаживанию кривых в этих точках. На рис. 5 изображены полученные на основе этого расчета зависимости от параметра γ температуры подсолнечной точки T_m , постоянной составляющей T_0 , амплитуды первой гармоники T_1 и ночной температуры T_n для центра лунного диска.

Температура поверхности в подсолнечной точке целиком определяется падающим световым потоком и поэтому практически не зависит от параметра γ , в то время как ночная температура существенно от него зависит. Чем больше величина γ , тем сильнее остывает лунная поверхность и тем

ниже ночная температура. Это приводит к уменьшению постоянной составляющей и росту амплитуды первой гармоники. Решение тепловой задачи для значений излучательной способности, меняющейся в пределах $0,9 \leq E_1, E_2 \leq 1$, показало, что температура поверхности при этом меняется на два процента.

Влияние солнечной постоянной на температуру подсолнечной точки и ночную температуру представлено на рис. 6. Изменение солнечной постоянной в широких пределах

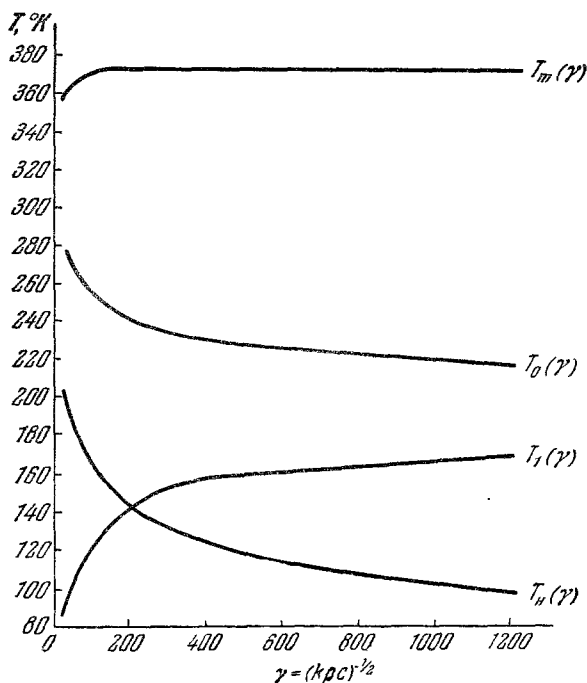


Рис. 5. Зависимость температуры подсолнечной точки T_m , постоянной составляющей T_0 , амплитуды первой гармоники T_1 и ночной температуры T_n от параметра $\gamma = (k \rho c)^{-\frac{1}{2}}$.

сказывается на температуре подсолнечной точки и практически не оказывает влияния на ночную температуру. Незначительное изменение солнечной постоянной за счет эксцентриситета земной орбиты на температуру лунной поверхности почти не влияет.

При расчетах радиоизлучения Луны целесообразно получить аналитическое выражение для интенсивности радиоизлучения. Для этого необходимо знание аналитического выражения для распределения температуры по глубине. Оно получается путем решения уравнения теплопроводности, если задана температура на поверхности. Наиболее удобной формой задания поверхностной температуры является функция, представленная в виде ряда Фурье. Поэтому результаты

расчета поверхностной температуры представлены в виде ⁴

$$T(\varphi, \psi, t) = T_0(\psi) + \sum_{n=1}^4 (-1)^{\alpha_n} T_n(\psi) \cos(n\Phi - n\varphi - \varphi_n), \quad (3)$$

где φ — долгота, ψ — широта места, φ_n — сдвиг по фазе для n -гармоники изменения поверхностной температуры по отношению к фазе падающего потока. Знак первых четырех гармоник определяется показателем

$$\alpha_n = \frac{(n-1)(n-2)}{2}.$$

Как показано в ⁴, первые пять значений $T_n(\psi)$ хорошо аппроксимируются выражениями

$$\left. \begin{aligned} T_0(\psi) &= T_0(0) \cos^{0,2} \psi, & T_3(\psi) &= T_3(0) \cos^{0,44} \psi, \\ T_1(\psi) &= T_1(0) \cos^{0,33} \psi, & T_4(\psi) &= T_4(0) \cos^{0,3} \psi, \\ T_2(\psi) &= T_2(0) \cos^{0,27} \psi, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Здесь $T_n(0)$ — значение соответствующих величин гармоник температуры в центре диска Луны.

Полученные выражения (4) для распределения по диску различных составляющих практически не зависят от параметра γ при его изменении в пределах $125 \leq \gamma \leq 1200$. Численные значения постоянной составляющей $T_0(0)$ и амплитуд гармоник $T_n(0)$ и соответствующие сдвиги по фазе φ_n представлены в табл. I в зависимости от величины γ . Решение задачи на машине дает также распределение температуры по глубине y в любой точке (φ, ψ) . Знание функции распределения температуры по лунной поверхности (3) позволяет решить уравнение теплопроводности (1) с граничными условиями, заданными в виде гармонического ряда (3). В результате получим для любой точки (φ, ψ) лунной поверхности распределение температуры по глубине в виде

$$T(y, \varphi, \psi, t) = T_0(\psi) + \sum_{n=1}^4 (-1)^{\alpha_n} T_n(\psi) e^{-y \sqrt{\frac{n\Omega}{2a}}} \times \times \cos \left(n\Phi - n\varphi - \varphi_n - y \sqrt{\frac{n\Omega}{2a}} \right). \quad (5)$$

Отсюда видно, что температура на любой глубине складывается из не зависящей от времени температуры, называемой постоянной составляющей, и переменной составляющей, образованной суммой гармоник с периодом,

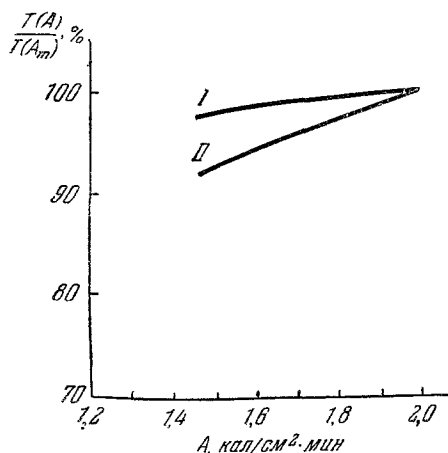


Рис. 6. Изменение относительной температуры подсолнечной точки (кривая II) и относительной ночной температуры (кривая I) в зависимости от солнечной постоянной.

Таблица I

Численные значения элементов фурье-разложения поверхностной температуры в центре диска Луны в зависимости от величины γ

γ	$T_0(0),$ °K	$T_1(0),$ °K	$\varphi_1,$ град	$T_2(0),$ °K	$-\varphi_2,$ град	$T_3(0),$ °K	$\varphi_3,$ град	$T_4(0),$ °K	$-\varphi_4$
125	247	132	5	34	6	19	11	13	7
250	237	146	4	35	7	23	6	14	9
400	230	156	3	36	7	26	6	15	9
500	227	159	3	36	7	28	5	15	9
700	223	165	3	36	7	30	4	15	9
1000	219	170	2	36	6	31	3	15	9
1200	217	173	2	36	6	32	3	15	8

кратным периоду лунаций ($\tau = 29,53$ дня). Каждая из гармоник затухает в глубину, причем на глубине

$$l_{Tn} = \sqrt{\frac{2a}{n\Omega}}$$

амплитуда колебаний температуры уменьшается в e раз по сравнению со значением на поверхности. Эта глубина в дальнейшем называется глу-

биной проникания температурной волны и для первой гармоники равна

$$l_T = \sqrt{\frac{2a}{\Omega}} = \sqrt{\frac{2k}{\rho c \Omega}}. \quad (6)$$

На глубине, в три-четыре раза превышающей l_T , колебания температуры практически отсутствуют. Величина l_T характеризует толщину слоя породы, прогреваемого Солнцем в течение лунного дня.

Закон изменения температуры поверхности с широтой ψ использовался в работах ⁷ и ⁸ при аналитическом решении задачи о радиоизлучении Луны. При этом Пиддингтон и Миннет ⁷ предполагали, что постоянная составляющая поверхностной температуры зависит от широты по закону

$$T_0 = T_0(0) \cos^{1/4} \psi. \quad (7)$$

В работе ⁸ было принято, что температура любой точки поверхности Луны в общем виде равна

$$T(\varphi, \psi, t) = T_n + (T_m - T_n) \eta(\Phi - \varphi) \eta(\psi), \quad (8)$$

где $\eta(\Phi - \varphi)$ и $\eta(\psi)$ — распределение температуры, дополнительной над ночной температурой, T_m — температура подсолнечной точки и T_n — ночная температура. На основании кривых Ягера изменения температуры во время лунации было найдено ¹⁴, что $\eta(\psi) = \cos^{1/2} \psi$, $\eta(\Phi - \varphi) = \cos^{1/2}(\Phi - \varphi)$. Разложение соотношения (8) в ряд Фурье по времени дает следующее выражение для постоянной составляющей:

$$T_0 = T_n + a_0 (T_m - T_n) \cos^{1/2} \psi, \quad (9)$$

где $a_0 = 0,387$ — коэффициент фурье-разложения изменения поверхностной температуры. Распределение (9) — (8), принятое в ⁸ и используемое до настоящего времени, практически совпадает с точным распределением (3) — (4). Значительное отличие будет наблюдаться лишь вблизи полюса. Сравним полученные распределения температур и их величины с экспериментом.

Первые измерения инфракрасной температуры проведены Петтитом и Никольсоном ⁵. Они получили значение температуры в подсолнечной точке, равное $T_m = 391^\circ \text{K}$. Позднее Синтон и др. ⁶ нашли $T_m = 389^\circ \text{K}$. Эти цифры хорошо согласуются с полученным в ⁴ значением температуры в подсолнечной точке. Однако в зарубежной литературе до настоящего времени все еще используется значение $T_m = 374^\circ \text{K}$, найденное Петтитом и Никольсоном из теоретических расчетов. В ⁵ показано, что функция распределения температуры в зависимости от угла r падения лучей отклоняется от закона $\cos^{1/4} r$, который соответствует гладкой поверхности. В действительности наблюдается закон

$$T(r) = T_m \cos^{1/3} r \quad (10)$$

Естественно, что рассчитанное в ⁴ распределение будет вблизи лимба Луны давать несколько меньшее значение температуры, чем это дается выражением (10). Впрочем, это отличие наступает при $r > 45-50^\circ$, т. е. в пределах 3—4 угловых минут вблизи лимба Луны. Отклонение распределения температуры от теоретического закона $\cos^{1/4} r$ авторы работы объясняют сильной шероховатостью.

Измерения распределения радиояркости Луны на волнах 0,8 и 2 см на телескопе ФИАН диаметром 22 м ⁹ позволили, используя методику, предложенную Н. Л. Кайдановским и А. Е. Саломоновичем ¹⁰, определить функцию $\eta(\psi)$, которая оказалась близкой к $\eta(\psi) = \cos^{1/2} \psi$.

§ 3. ТЕОРИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ЛУНЫ

Радиоизлучение Луны носит тепловой характер и основные его особенности определяются условиями нагрева и охлаждения поверхностного слоя в течение лунаций.

Впервые теория радиоизлучения Луны дана Пиддингтоном и Минне-том в 1949 г. ⁷ в связи с объяснением наблюдаемой ими на волне 1,25 см зависимости радиоизлучения Луны от ее фаз. При расчетах предполагалось, что материал Луны является диэлектриком, допускающим распространение в нем волн с известным затуханием. Радиоизлучение такого материала идет в основном из слоя, оптическая толщина которого равна единице. Этот слой имеет, очевидно, нижнюю границу на глубине l_0 , с которой радиоизлучение выходит наружу, ослабляясь в $e = 2,73$ раза. Все особенности фазовой зависимости радиоизлучения Луны, как было показано в ⁷, определяются соотношением между толщиной l_0 радиоизлучающего слоя и толщиной l_T прогреваемого Солнцем слоя породы. Таким образом, характер зависимости радиоизлучения Луны от ее фаз определяется как электрическими (угол потерь), так и тепловыми (теплопроводность, плотность, теплоемкость) свойствами ее вещества.

Детальное рассмотрение теории радиоизлучения Луны выполнено в ⁸. При этом предполагалось, что поверхность Луны для радиоволн достаточно гладкая и справедливы формулы Френеля для коэффициента отражения. Кроме того, предполагалось, что вещество в верхнем слое однородно в глубину по своим тепловым и электрическим свойствам, т. е. имеет всюду одинаковую плотность на некоторую глубину. Согласно ⁸ эффективная температура радиоизлучения элемента лунной поверхности с координатами φ, ψ равна

$$T_e = [1 - R(\varphi, \psi)] \int_0^\infty T(y, \varphi, \psi, t) \kappa \sec r' \cdot e^{-y \kappa \sec r'} dy, \quad (11)$$

где $T(y, \varphi, \psi, t)$ — истинная температура вещества Луны на глубине y в момент времени t , даваемая выражением (5), $R(\varphi, \psi)$ — коэффициент отражения, соответствующий вертикальной или горизонтальной поляризации, κ — коэффициент поглощения электромагнитной волны, не зависящий от y для рассматриваемого случая однородного строения верхнего слоя Луны, r' — угол между направлением излучения, идущего изнутри, и нормалью к элементу поверхности выхода. После подстановки в (11) распределения температуры по глубине в виде (5), отличном от представления в ⁸, получается следующее выражение для эффективной температуры элемента лунной поверхности:

$$T_e(\varphi, \psi, t) = [1 - R(\varphi, \psi)] \left\{ T_0(\psi) + \sum_{n=1}^4 (-1)^{\alpha_n} T_n(\psi) \int_0^\infty \kappa \sec r' \cdot e^{-y \left(\sqrt{\frac{n\Omega}{2a}} + \kappa \sec r' \right)} \times \right. \\ \left. \times \cos \left(n\Phi - n\varphi - \varphi_n - y \sqrt{\frac{n\Omega}{2a}} \right) dy \right\}. \quad (12)$$

Отсюда согласно ⁸ имеем

$$T_e(\varphi, \psi, t) = [1 - R(\varphi, \psi)] \left\{ T_0(\psi) + \sum_{n=1}^4 (-1)^{\alpha_n} \frac{T_n(\psi)}{\sqrt{1 + 2\delta_n \cos r' + 2\delta_n^2 \cos^2 r'}} \cos(n\Phi - n\varphi - \varphi_n - \xi_n(\varphi, \psi)) \right\}, \quad (13)$$

где

$$\delta_n = \frac{V \sqrt{\frac{n\Omega}{2a}}}{\kappa}$$

— отношение глубины проникания электромагнитной волны $l_0 = 1/\kappa$ к глубине проникания n -гармоники тепловой волны,

$$l_{n\tau} = V \sqrt{\frac{2a}{n\Omega}}, \quad \cos r' = \frac{1}{V\epsilon} V \epsilon - \sin^2 r,$$

r — угол между нормалью к поверхности и направлением в точку приема,

$$\xi_n(\varphi, \psi) = \arctg \frac{\delta_n \cos r'}{1 + \delta_n \cos r'}$$

— сдвиг по фазе для n -гармоники эффективной температуры по отношению к фазе температуры поверхности. Функции $T_n(\psi)$ даются соотношениями (4). Из этого выражения видно, что интенсивность радиоизлучения Луны

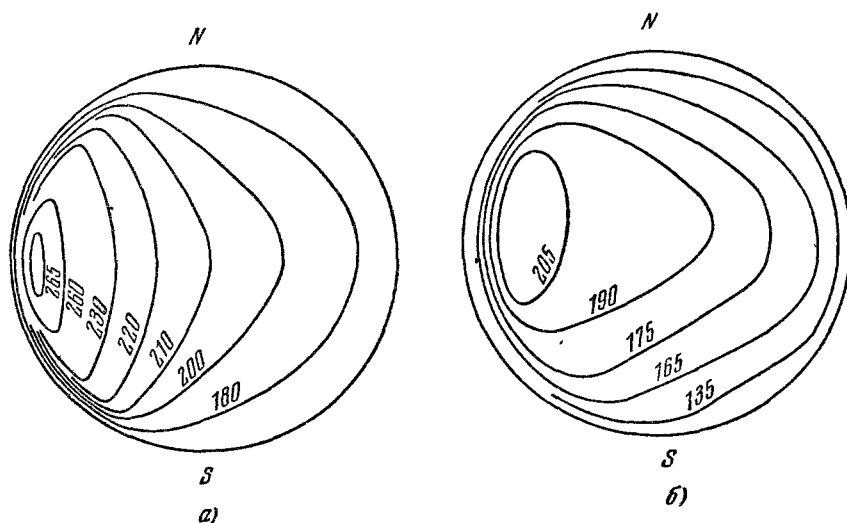


Рис. 7. а) Распределение эффективной температуры по диску Луны, рассчитанное по формуле (13) для волны 0,8 см. б) Аналогичное распределение, полученное экспериментально А. Е. Саломоновичем⁹.

Фазовый угол $\Phi = 133^\circ$; $\Phi = 0$ соответствует полнолунию.

периодически колеблется в течение лунных циклов около некоторой средней величины, называемой обычно постоянной составляющей радиотемпературы.

Соотношение (13) дает распределение яркости по диску Луны для любого угла фазы Φ . На рис. 7, а изображено двумерное распределение эффективной температуры на волне 0,8 см, рассчитанное по формуле (13) для фазового угла $\Phi = 133^\circ$. Рис. 7 соответствует аналогичному распределению, полученному экспериментально А. Е. Саломоновичем⁹ при использовании радиотелескопа с высокой разрешающей способностью. Видно качественное совпадение обоих распределений и уменьшение эффективной температуры к краю лунного диска, вызванное увеличением коэффициента отражения при касательном выходе излучения. Теоретические кривые распределения радиояркости Луны, построенные в⁸ вдоль по эк-

ватору и меридиану для постоянной составляющей, показывают заметное спадание интенсивности лишь к краю диска в кольце 2—3 угловых минут, причем по меридиану радиотемпература падает несколько быстрее из-за широтного распределения поверхностной температуры.

В частном случае, для центра видимого диска Луны выражение (13) существенно упрощается:

$$T_e(0, 0, t) = (1 - R_{\perp}) \left\{ T_0(0) + \sum_{n=1}^4 \frac{(-1)^n T_n(0)}{\sqrt{1 + 2\delta_n + \delta_n^2}} \cos(n\Phi - \varphi_n - \xi_n) \right\}, \quad (14)$$

где

$$R_{\perp} = \left(\frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 1} \right)^2$$

— коэффициент отражения при перпендикулярном падении, а

$$\xi_n = \arctg \frac{\delta_n}{1 + \delta_n}.$$

Гармонические амплитуды выше первой составляют сравнительно небольшую часть первой гармоники и в известном приближении во многих случаях могут быть отброшены. Тогда колебания радиоизлучения центра диска Луны приближенно выражаются весьма простым соотношением

$$T_e(0, 0, t) \approx (1 - R_{\perp}) \left\{ T_0(0) + \frac{T_1(0)}{\sqrt{1 + 2\delta_1 + \delta_1^2}} \cos(\Phi - \varphi_1 - \xi_1) \right\} \quad (15)$$

с синусоидальной переменной составляющей. Наглядно видно, что максимум радиоизлучения Луны запаздывает относительно ее полнолуния. Угол запаздывания, равный ξ_1 , зависит от соотношения $\delta = l_0/l_T$ между глубиной проникания электромагнитной волны (или толщины радиоизлучающего слоя) и глубины проникания температурной волны. При $\delta \rightarrow \infty$ $\xi_1 \rightarrow 45^\circ$, а амплитуда переменной составляющей стремится к нулю. Физически это вполне очевидно. Чем больше толщина радиоизлучающего слоя, тем меньшая доля излучения идет от его прогреваемой части, пропорциональной l_T . Это приводит к уменьшению амплитуды колебания радиотемпературы, которая обусловлена излучением слоя l_T . Запаздывание тоже увеличивается за счет увеличивающегося запаздывания нагрева лежащих ниже слоев. Если бы радиоизлучение шло с самой поверхности, как это имеет место для инфракрасных волн ($\delta \approx 0$), то амплитуда колебания первой гармоники радиотемпературы отличалась бы от амплитуды истинной температуры на поверхности $T_1(0)$ только множителем, равным излучательной способности $1 - R_T$. Если ширина диаграммы такова, что осуществляется прием радиоизлучения от всего диска Луны, то для интерпретации результатов таких измерений необходимо установить общие соотношения, связывающие между собой распределение яркостной радиотемпературы и измеренную среднюю по диску радиотемпературу. В ⁷ для интерпретации экспериментов, дающих усредненную по диску радиотемпературу, использовались соотношения для яркостной радиотемпературы, что приводит к ошибкам. Приближенные соотношения для интегрального радиоизлучения Луны получены в ⁸, однако для интерпретации и обработки прецизионных измерений их точность является недостаточной. В ¹¹ получены точные решения для интегрального излучения Луны, которые отвечают повысившейся точности измерений.

Усредненная по диску эффективная температура согласно ⁸ равна

$$\bar{T}_e = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} [1 - R(\varphi, \psi)] T_e(\varphi, \psi, t) \cos^2 \psi \cos \varphi d\varphi d\psi. \quad (16)$$

Ее целесообразно представить через излучение центра диска, введя при этом необходимые пересчетные коэффициенты.

Из формул (15) и (16) после преобразований и интегрирования можно получить выражение средней по диску эффективной температуры через температуру центра диска в виде

$$\bar{T}_e = (1 - R_{\perp}) \beta_0 T_0(0) + (1 - R_{\perp}) \sum_{n=1}^4 (-1)^n \frac{T_n(0) \beta_n}{\sqrt{1 + 2\delta_n + 2\delta_n^2}} \times \cos(n\Phi - \varphi_n - \xi_n - \Delta\xi_n), \quad (17)$$

где

$$(1 - R_{\perp}) \beta_0 T_0(0) = \bar{T}_{e0}$$

— усредненная по координатам постоянная составляющая эффективной температуры *),

$$\frac{T_n(0) \beta_n}{\sqrt{1 + 2\delta_n + 2\delta_n^2}}$$

— n -я гармоника усредненной по диску эффективной температуры, β_0 и β_n — соответствующие коэффициенты усреднения, $\Delta\xi_n$ — дополнительный фазовый сдвиг, возникающий при усреднении.

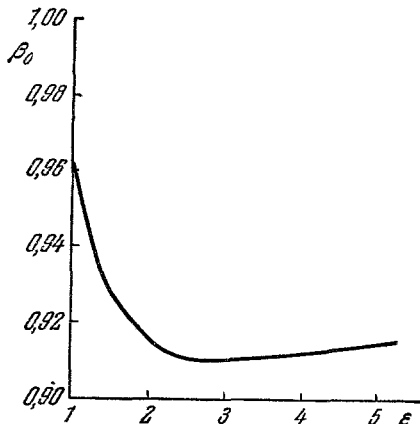


Рис. 8. Зависимость коэффициента β_0 от ϵ .

Величины β_0 и β_n весьма сложно выражаются через интегралы, зависящие от ϵ и δ лунной поверхности. Аналитический расчет этих величин не представляется возможным, и поэтому он был выполнен в ¹¹ на электронной вычислительной машине для широкого интервала изменения ϵ и δ . На рис. 8 изображена зависимость коэффициента β_0 от ϵ . На рис. 9—10 приведены коэффициенты β_1 и β_2 в зависимости от δ_1 для различных значений ϵ .

Как видно из рис. 9, при постоянном δ_1 коэффициент β_1 увеличивается при уменьшении ϵ . Это связано с увеличением амплитуды колебаний радиотемпературы к краю лунного диска за счет касательного к поверхности

выхода радиоизлучения. Действительно, глубина, с которой идет радиоизлучение данной точки поверхности диска Луны, равна

$$l = l_0 \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \sqrt{\epsilon - \sin^2 r},$$

*) \bar{T}_{e0} может быть также представлена через среднесферическую излучательную способность $1 - \bar{R} = (1 - R_{\perp}) \alpha$ и постоянную составляющую средней по диску температуры поверхности $\bar{T}_0 = 0,964 T_0(0)$ следующим образом: $\bar{T}_{e0} = (1 - R_{\perp}) \alpha \times 0,964 T_0(0)$, где 0,964 — коэффициент усреднения, а α — нормированная относительно центра диска среднесферическая излучательная способность

$$\alpha = 1/\pi (1 - R_{\perp}) \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} [1 - R(\varphi, \psi)] \cos^2 \psi \cos \varphi d\varphi d\psi.$$

Зависимость α от диэлектрической постоянной приведена в работе ¹².

т. е. уменьшается к краю диска. Поэтому с уменьшением ε увеличивается вклад в полное радиоизлучение областей, расположенных вблизи лимба

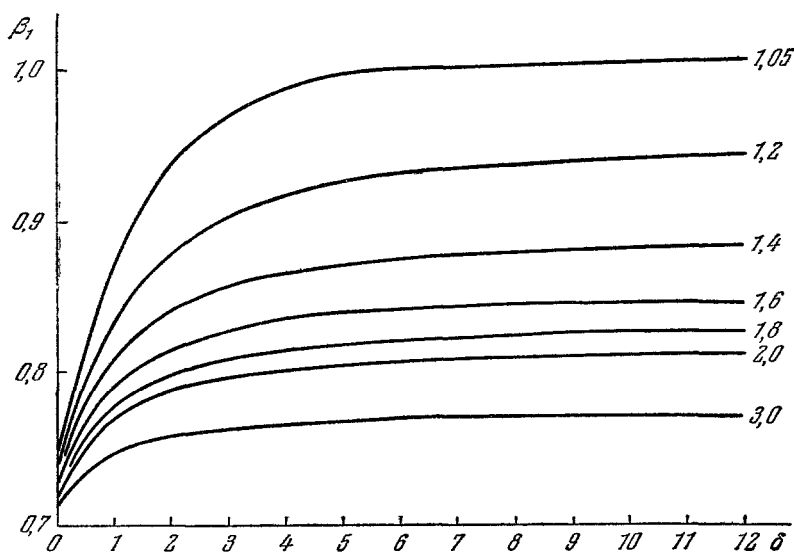


Рис. 9. Зависимость коэффициента β_1 от δ_1 для различных значений ε .

Луны. Коэффициенты β_1 и β_2 для $\delta_1 > 10$ практически не меняются при изменении δ_1 . Как показал анализ, проведенный в ¹¹, высшие гармоники

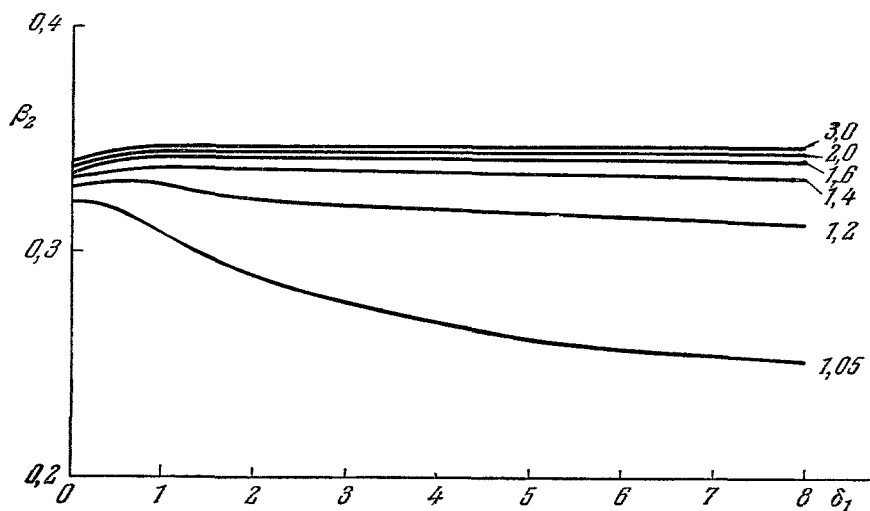


Рис. 10. Зависимость коэффициента β_2 от δ_1 ($\delta_2 = \sqrt{2}\delta_1$) для различных значений ε .

средней по диску эффективной температуры существенно ослаблены по сравнению с соответствующими гармониками эффективной температуры в центре диска. Так, для волны 0,4 см амплитуда второй гармоники средней по диску эффективной температуры составляет 8%, а третьей — меньше 1%

от амплитуды первой гармоники для центра диска, тогда как для центра диска соответствующие величины равны 20 и 13%. Для более длинных

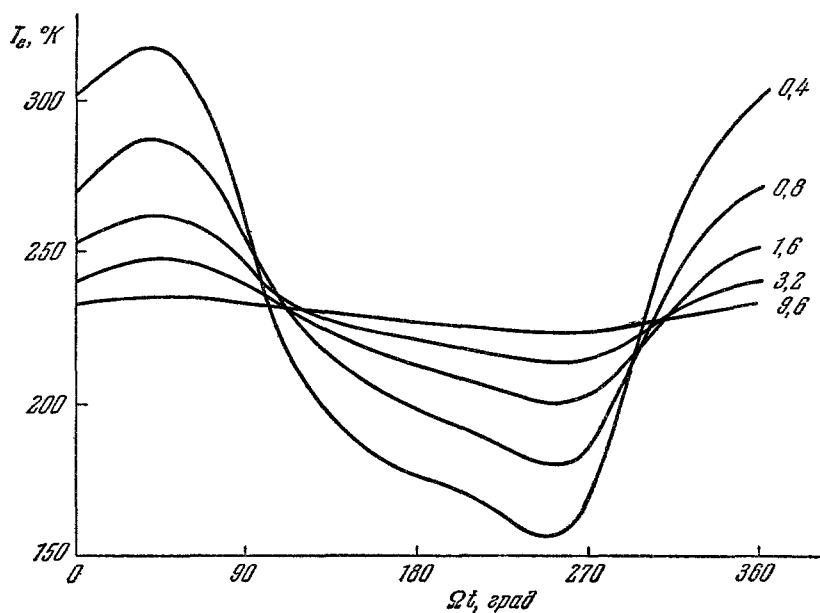


Рис. 11. Фазовая зависимость эффективной температуры центра диска Луны для различных значений λ .

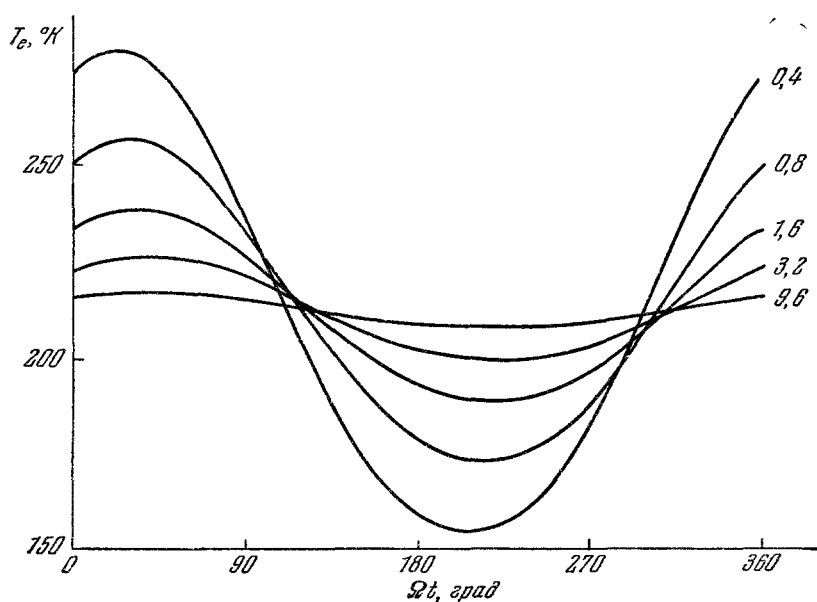


Рис. 12. Фазовая зависимость средней по диску эффективной температуры Луны для различных значений λ .

волн, а следовательно, и для больших δ_n высшие гармоники в интегральном радиоизлучении Луны будут еще более ослаблены. Это означает, что колебание средней по диску радиотемпературы хорошо описывается одной

и земных горных пород привел к выводу, что лунная поверхность не образована свежей сплошной породой. Сопоставление указывает на шлаковый характер поверхности; отсюда Н. Н. Сытинская выдвинула так называемую метеорно-шлаковую гипотезу образования верхнего покрова Луны⁵⁷. Согласно этой гипотезе верхний слой Луны до глубины, может быть, нескольких метров является результатом переработки метеорами, которые дробят, перемешивают и испаряют породу. Конденсация паров и остывание расплава в условиях вакуума приводят к возникновению пористых шлакоподобных образований.

Перечисленные выше гипотезы так или иначе рассматривают лунную поверхность как однородную в глубину, не имеющую резких изменений структуры вещества вблизи поверхности. При интерпретации экспериментальных результатов Петтита⁵⁸ по измерению температуры поверхности Луны во время ее затмения, Весселинк¹ также пользовался представлением об однородном строении лунной поверхности. Весселинк показал, что экспериментальная кривая изменения температуры лунной поверхности во время затмения совпадает с теоретической, рассчитанной для однородной модели при $\gamma = (k\rho c)^{-1/2} \approx 1000$. Однако позднее Пиддингтон и Миннетт⁷, объясняя экспериментальные результаты по радиоизлучению Луны, пришли к выводу о наличии на лунной поверхности тонкого слоя пыли (толщиной в несколько миллиметров), прозрачного для радиоволн, но существенно ослабляющего тепловую волну. Присутствие тонкого слоя пыли хорошо объясняло наличие значительно большего фазового сдвига радиоизлучения по отношению к фазе нагрева, чем это следует из представлений об однородной структуре лунной поверхности.

Ягер и Харпер⁵⁹, интерпретируя результаты Петтита, указали, что экспериментальная кривая остывания лунной поверхности во время полной тени идет несколько положе, чем это следует из представлений об однородном строении лунной поверхности. На основании проведенных расчетов они пришли к выводу, что двухслойная модель лунной поверхности, согласно которой предполагается наличие нетеплопроводного слоя пыли толщиной 2—3 мм с тепловым параметром $\gamma = 1000$, лежащим на плотной подложке с $\gamma = 100$, дает лучшее согласие с экспериментом, чем однородная модель. Так возникло представление о двухслойном строении лунной поверхности. Какова же ее структура, можно ли считать верхний покров однородным или он имеет резко неоднородное двухслойное строение?

Рассмотрению этого вопроса посвящена работа³, в которой дается анализ специально проведенных в НИРФИ измерений радиоизлучения Луны в диапазоне волн 0,4—3,2 см, а также привлекаются имеющиеся в литературе другие данные. Анализ основывается на сравнении экспериментальных данных о зависимости характеристик радиоизлучения Луны (величин $M(\lambda)$ и $\xi(\lambda)$) от длины волны с теоретическими для однородной и двухслойной модели строения согласно формулам § 3.

Физически возможность обнаружения резкой неоднородности слоя (двухслойности) путем сопоставления данных на разных волнах связана, с одной стороны, с переменным тепловым режимом, а с другой, с тем, что данные на разных волнах соответствуют измерению температуры на разных глубинах. Любые резкие изменения свойств верхнего покрова с глубиной приводят к изменению распределения температуры и могут быть обнаружены в радиоизлучении. В случае неизменной во времени и в глубину температуры никакие неоднородности не могут проявиться в радиоизлучении. Поэтому исследование верхнего слоя поверхности Луны (при отсутствии потока тепла изнутри) возможно только до глубины, сравнимой с глубиной, где еще имеют место колебания температуры, т. е. до $(3 \div 4) \times \times l_T$. Ниже, однако, будет показано, что благодаря значительному потоку

№ п/п	λ , см	Диаметр зеркала d , м	Полуши- рина диа- граммы θ	T_{20} , °K	T_1 , °K	ξ , град	Ошибка измере- ния, %	$M=\frac{T_{20}}{T_1}$	δ_1	$\frac{\delta_1}{\lambda}$	Год опубли- кования	Автор	Примечание
35	20,8	25	36'	205	5						1961 г.	И. Ваак ⁴⁵	Сообщается об об- наружении фазово- го изменения 2,5%
36	21	25	35'	250	≤ 5		± 15				1959 г.	Р. Месгер, Г. Штрассл ⁴⁷	
37	22	76	15'	270			± 20				1960 г.	Р. Дэвис, Р. Дженни- сон ⁴⁸	
38	22			270							1958 г.	К. Вестерхаут ⁴⁹	
39	23	25	38'	254	$\leq 6,5$		± 15				1960 г.	И. Кастелли, К. Фери- оли, А. Ааронс ⁴³	
40	32,3	8	3°	233			$\pm 2,5$				1963 г.	В. А. Разин, В. Т. Фе- доров (НИРФИ) ⁵⁰	
41	33			208								И. Деннис, Э. Ле-Руа ⁵¹	
42	35	8	3°6'	236			± 4				1963 г.	В. Д. Кротиков, В. А. Порфирьев (НИРФИ) ⁵²	
43	36	8	3°10'	237			± 3				1963 г.		
44	50	8	4°40'	241			± 5					В. Д. Кротиков (НИРФИ) ⁵³	Не опубликовано, ссылка в ⁵⁴
45	75	25	2°	185			± 20				1957 г.	С. Зигер, К. Вестер- хаут, Р. Конвей ⁵⁴	
46	168		13',6× ×4,6°	233			± 4				1961 г.	И. Болдуин ¹⁵	

№ п/п	λ , см	Диаметр зеркала d , м	Полуши- рина диа- граммы θ	$T_{\text{ср.}}$ °K	T_1 , °K	ξ , град	Ошибка измере- ния, %	$M = \frac{T_{\text{ср}}}{T_1}$	δ_1	$\frac{\delta_1}{\lambda}$	Год опубли- кования	Автор	Примечание
26	9,6	22	19'	230			± 15	46	21	2,3	1961 г.	В. Н. Кощенко, А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломович (ФИАН) ²³	Единичное измере- ние
27	9,6	4	1°40'	218	7	40	$\pm 2,5$	31	13,4	1,4	1961 г.	В. Д. Кротиков (НИРФИ) ⁴⁰	
28	10			215							1951 г.	И. Пиддингтон, Г. Миннет ¹⁷	
29	10			130							1956 г.	Н. Л. Кайдановский, М. Т. Турсубеков, С. Э. Хайкин (ГАО) ⁴¹	
30	10	10		315	75						1955 г.	К. Акабане ⁴²	Наблюдения в те- чение 1 дня (50 за- писей Луны)
31	10,0	25	18'	256			± 15				1960 г.	И. Кастелли, К. Ферио- ли, Дж. Ааронс ⁴³	
32	10,3										1961 г.	И. Ваак ⁴⁵	
33	10,3	25	18',5	207			± 15					Р. Слонакер ⁴⁴	Сообщается об об- наружении фазового изменения $\sim 2,5$ %, численные данные не приводятся
34	11	25	17'	214			± 12				1960 г.	Р. Месгер, Г. Штрасл ⁴⁶	Не опубликовано, ссылка в ⁷⁷
													Наблюдается неко- торое изменение температуры вбли- зи новолуния

№ п/п	λ , см	Диаметр зеркала Φ , м	Полуши- рина диа- граммы θ	T_{e0} , °K	T_1 , °K	ξ , град	Ошибка измере- ния, %	$M = \frac{T_{e0}}{T_1}$	δ_1	$\frac{\delta_1}{\lambda}$	Год опубли- кования	Автор	Примечание
14	1,63	1,5	44'	208	37	30	± 3	5,6	2,2	1,3	1962 г.	С. А. Каменская, Б. И. Семенов, В. С. Троицкий, В. М. Плечков (НИРФИ) ³⁵	Получен фазовый ход для смещения центра тяжести излучения
15	1,63	1,5	44'	207	32	10	± 3	6,62	2,25	1,4	1963 г.	Д. А. Дмитриенко, С. А. Каменская (НИРФИ) ³⁶	
16	2,0	22	4'	190	20	40	± 75	9,5	4,0	2,0	1961 г.	А. Е. Саломонович ²⁰ , В. И. Кощенко (ФИАН)	
17	2,3		2' \times 40'			35					1961 г.	Н. Л. Кайдановский, В. Н. Исханова, Г. П. Апушинский, О. Н. Шиврис (ГАО) ⁸¹	
18	3,2	22	6'	223	17	45	± 15	13,1	5,3	1,7	1961 г.	В. Н. Кощенко, Б. Я. Лосовский, А. Е. Саломонович (ФИАН) ²²	
19	3,15	15	9'	195	12	44	± 15	16,2	6,6	2,1		К. Майер, Т. Мак-Куллох, Р. Слонакер ¹⁹	
20	3,2	4	35'	170	12		± 15	14	60	1,9	1955 г.	М. Р. Зелинская, В. С. Троицкий (НИРФИ) ¹³	
21	3,2	4	40'	255	16	50	± 15	15,9	6,43	2,05	1961 г.	К. М. Стрежнева, В. С. Троицкий (НИРФИ) ³⁷	
22	3,2	1,5	1°12'	210	13,5	55	$\pm 2,5$	15,55	6,35	2,0	1961 г.	В. Д. Кротиков, В. А. Порфирьев, В. С. Троицкий (НИРФИ) ²⁴	
23	3,2	1,5	1°27'	213	14	26	± 2	15,2	6,2	1,95	1962 г.	Л. Н. Бондарь, М. Р. Зелинская, В. А. Порфирьев, К. М. Стрежнева (НИРФИ) ³⁸	
24	3,2	4	40'	216	16	15	± 3	13,5	5,4	1,7	1962 г.	В. Медд, Н. Броутен ³⁹	Данные пересчитаны для центра видимого диска
25	9,4	3,5	2°20'	220	5,5	—	± 5	40	19,5	2	1961 г.		

Сводка экспериментальных результатов измерения радиоизлучения Луны

№ п/п	λ , см	Диаметр зеркала d , м	Полуширина диаграммы θ	$T_{\text{ср.}}$, °К	T_1 , °К	ξ , град	Ошибка измерения, %	$M = \frac{T_{\text{ср.}}}{T_1}$	δ_1	$\frac{\delta_1}{\lambda}$	Год опубликования	Автор	Примечание
1	0,13	0,42	10'	219	120	16°	± 15	1,82	0,22	1,7	1963 г.	Л. Н. Федосеев (НИРФИ) ²⁵	Единичные измерения с использованием оптической техники
2	0,15										1955 г.	В. Синтон ²⁷	
3	0,18	1	6'	240	115	14	± 20	2,08	0,34	1,9	1963 г.	А. И. Наумов (НИРФИ) ²⁶	
4	0,40	0,95	25'	230	73	24	± 10	3,15	0,9	2,20	1961 г.	А. Г. Кисляков (НИРФИ) ²⁸	
5	0,40	22	1,6	228	85	27	± 15	2,7	0,76	1,7	1963 г.	А. Г. Кисляков, А. Е. Саломонович (НИРФИ, ФИАН) ²⁹	
6	0,40	0,5	36'	204	56	23	± 4	3,8	0,95	2,3	1963 г.	А. Г. Кисляков В. М. Плечков (НИРФИ) ³⁰	
7	0,43	3,5	6,3				± 20				1958 г.	Р. Коутс ³¹	
8	0,8	2	18'	197	32	40	± 10	6,16	1,84	2,3	1958 г.	А. Е. Саломонович (ФИАН) ³²	Три измерения для фаз 77; 126 и 280° ($\Phi=0$ соответствует новолунию), T_e соответственно равны 182; 243 и 245° К
9	0,8	22	2'	211	40	30	± 15	5,28	1,95	2,4	1962 г.	А. Е. Саломонович, Б. Я Лосовский (ФИАН) ²⁰	
10 11	0,86 1,25		12'	180	35	35	± 15	5,14	1,88	2,18	1958 г.	Р. Дике, Р. Беринджер ¹⁸	
12	1,25	1,12	45'	215	36	45	± 10	6	2,1	1,7	1949 г.	И. Пиддингтон, Г. Миннет ⁷	Единичное измерение: фаза $\pm 18^\circ$, $T_e = 270^\circ$ К
13	1,63	4	26'	224	36	40	$\pm 10-15$	6,22	2,4	1,5	1959 г.	М. Р. Зелинская, В. С. Троицкий, Л. Н. Федосеев (НИРФИ) ³⁴	

решающей силе радиотелескопа) аппроксимируются в виде

$$T_e = T_{0e} + T_{1e} \cos(\Phi - \xi_1).$$

В табл. II приведены величины ошибок измерений, даваемые авторами работ, а также рассчитанные из данных таблицы значения δ_1 и δ_1/λ ; таблица содержит как измерения, выполненные по обычной методике, дающей точность $\pm 10 - \pm 20\%$, так и прецизионные с точностью $\pm 2 \div 3\%$. Первые образуют, по существу, группу относительных измерений, вторые — абсолютных. В группе относительных измерений расхождения между значениями различных авторов даже на одной и той же волне (если отбросить явно ошибочные измерения ^{41, 42}) достигают удвоенного значения ошибки, приводимой каждым автором, т. е. $\sim 30\%$. В группе прецизионных измерений расхождения на каждой волне значительно меньше приводимой ошибки каждого измерения.

Для относительных измерений колебаний интенсивности представляют интерес измерения на различных волнах, выполненные по единой методике одними и теми же авторами. В этой связи следует отметить результаты, полученные в 1959—1961 гг. группой радиоастрономов ФИАН на волнах 0,8; 2,0; 3,2 и 9,6 см при использовании 22-метрового радиотелескопа ²⁰⁻²³. Высокая разрешающая способность радиотелескопа позволила авторам получить на волнах 0,8; 2,0 и 3,2 см двумерное распределение радиояркости по диску Луны в зависимости от ее фазы и обнаружить предсказываемое теорией ⁸ потемнение к краю лунного диска, обусловленное различной излучательной способностью. К группе прецизионных измерений относятся данные, полученные в НИРФИ по методу «искусственной Луны» на волнах 0,4; 1,6; 3,2; 9,6; 32,3; 35; 36 и 50 см ^{24, 30, 35, 36, 38, 40, 50, 52, 53}. Эти измерения позволили определить тепловые параметры вещества верхнего покрова Луны, его плотность и диэлектрическую постоянную, а также систематический рост температуры Луны с длиной волны. Впервые обнаружена и измерена фазовая зависимость радиоизлучения на волне 9,6 см. Следует особо отметить также важность первых подробных измерений радиоизлучения Луны на волнах 0,13 и 0,18 см, проведенных в НИРФИ Л. Н. Федосеевым ²⁵ и А. И. Наумовым ²⁶. До последнего времени подобных измерений проведено не было, если не считать единичных измерений Синтона на волне 0,15 см с применением оптической техники ²⁷.

§ 5. СТРОЕНИЕ ВЕРХНЕГО ПОКРОВА ЛУНЫ

В настоящее время существуют разные гипотезы о строении верхнего покрова Луны. Широкое распространение, особенно за рубежом, получила гипотеза сплошного пылевого покрова, выдвинутая Голдом ⁵⁵. Согласно этой гипотезе ультрафиолетовое и корпускулярное излучение Солнца разрушает кристаллическую решетку минералов, метеорные удары измельчают и перемешивают коренную лунную породу, в результате чего возникает мелкая пыль, толщина слоя которой может достигать до нескольких километров. Этот сплошной пылевой слой не остается на месте своего образования, а перемещается с возвышенных участков в низины.

В очень многих работах, обсуждающих природу лунной поверхности, высказывается мысль, что, поскольку на Луне нет процессов выветривания, лунная поверхность представляет свежую, не измененную поверхность магматической горной породы (см., например, ⁵⁶).

Подход к вопросу о природе и структуре материала лунной поверхности на основании сравнения оптических характеристик (коэффициент отражения, индикатриса рассеяния, цвет и др.) лунной поверхности

Соотношения (28) и (29), определенные в ¹⁶, позволяют рассчитать градиент температуры и поток тепла по экспериментальным данным.

Представляет интерес вопрос о поляризации радиоизлучения Луны. Поляризация излучения элемента поверхности связана с разной излучательной способностью поверхности для горизонтального и вертикально поляризованного излучения, и ее расчет вполне элементарен. Сложнее вопрос о поляризации интегрального излучения. В работе ⁸ делаются соответствующие расчеты, причем показано, что интегральное излучение поляризовано лишь вследствие широтного изменения температуры поверхности Луны. Степень поляризации зависит от диэлектрической постоянной и не превосходит одного-двух процентов. В работе ⁸ продискутировано качественно в приближении геометрической оптики возможное влияние шероховатости на интенсивность радиоизлучения. В настоящее время этот вопрос требует уже точного решения. Особенно актуально исследование влияния шероховатости на поляризацию радиоизлучения, как для элементов поверхности, так и для всего диска Луны.

§ 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ЛУНЫ

Радиоизлучение Луны впервые измерено Диком и Беринджером в 1946 г. на волне 1,25 см ¹⁸. Ими проведено лишь единичное измерение вблизи полнолуния (фазовый угол $+18^\circ$). Первые систематические наблюдения радиоизлучения Луны в течение всего лунного цикла были проведены на волне 1,25 см Пиддингтоном и Миннетом ⁷ в 1949 г. Было обнаружено, что средняя по диску эффективная температура Луны на этой волне меняется примерно по синусоидальному закону как $T_e = 215^\circ + 36 \cos(\Phi - 45^\circ)$. Интересной особенностью полученных результатов является то, что амплитуда этого изменения почти в четыре раза меньше, чем амплитуда в инфракрасных лучах, а максимум радиоизлучения запаздывает по отношению к оптической фазе примерно на 45° (для излучения на инфракрасных волнах запаздывание практически отсутствует). Авторы нашли этому правильное объяснение в том, что радиоволны исходят также из слоев, лежащих под поверхностью, где изменение температуры меньше, чем на поверхности, и имеет место запаздывание температурной волны по фазе. В 1952 г. в НИРФИ было проведено измерение радиоизлучения Луны на волне 3,2 см ¹³. В этой работе установлена лишь верхняя граница для величины относительного изменения эффективной температуры $\leq 7\%$, при среднем значении, равном 170° К . Более поздние измерения, проведенные в 1959—1961 гг. на волне 3,2 см ^{22, 37}, позволили обнаружить фазовую зависимость радиоизлучения Луны на этой волне.

В 1958 г. А. Е. Саломиновичем обнаружен фазовый ход радиотемпературы на волне 8 мм ³². Уже из первых экспериментальных работ следовало, что переменная часть радиоизлучения Луны существенно зависит от длины волны, что и позволило установить в ^{13, 14} справедливость для Луны соотношения (24).

За последнее время накоплен обширный экспериментальный материал по радиоизлучению Луны в диапазоне длин волн от 0,13 до 168 см. Результаты измерений приведены в табл. II. В первой колонке указана длина волны, во второй — диаметр антенны, в третьей — ширина диаграммы направленности, наконец, в четвертой, пятой и шестой даны полученные авторами значения соответственно постоянной составляющей T_{0e} , амплитуды первой гармоники колебаний радиотемпературы T_{1e} и ее отставания по фазе ξ_1 . Таким образом, почти все экспериментальные данные (за исключением данных, полученных на миллиметровых волнах при большой раз-

— угол потерь, f — частота волны, v — скорость света в вакууме. Как будет ясно из изложенного ниже, соотношение (21) оказывается справедливым и для лунной породы^{3, 13, 14, 34}. Таким образом, чем длиннее волна принимаемого радиоизлучения, тем большая глубина ответственна за его происхождение.

В связи с этим, если, как и на Земле, температура в глубину Луны увеличивается за счет потока тепла изнутри, то постоянная составляющая радиоизлучения должна увеличиваться с длиной волны. В работе^{15, 16} дан теоретический анализ влияния внутреннего потока тепла на радиотемпературу Луны.

В¹⁶ для расчетов принималось, что в толстом слое возможно уплотнение вещества в глубину и, следовательно, возможна зависимость теплопроводности от y . При этом, однако, для упрощения расчета затухание электромагнитной волны считалось не зависящим от y .

Постоянная составляющая температуры на глубине y при наличии внутреннего потока тепла является функцией y и, в общем случае, равна

$$T_0(\varphi, \psi, y) = T_0(\varphi, \psi) + t(y), \quad (23)$$

где $T_0(\varphi, \psi)$ — постоянная составляющая температуры, обусловленная нагревом от Солнца и определенная выше, в § 2, $t(y)$ — добавочная температура, определяемая плотностью потока тепла q_s изнутри Луны и теплопроводностью $k(y)$, причем $t(0) = 0$,

$$t(y) = q_s \int_0^y \frac{dy}{k(y)}. \quad (24)$$

В¹⁶ предполагается, что $T(y, \varphi, \psi)$ по переменной y мало отличается от линейной функции

$$T(y, \varphi, \psi) = T_0(\varphi, \psi) + by + gy^2. \quad (25)$$

Согласно (14) и (25) получается следующее выражение постоянной составляющей эффективной температуры элемента поверхности:

$$\begin{aligned} T_{e\lambda}(\varphi, \psi) &= [1 - R(\varphi, \psi)] \int_0^\infty [T_0(\varphi, \psi) + by + gy^2] \kappa \sec r' e^{-y\kappa \sec r'} dy = \\ &= [1 - R(\varphi, \psi)] (T_0(\varphi, \psi) + bl_s \cos r' + 2gl_s^2 \cos^2 r'). \end{aligned} \quad (26)$$

Для центра диска $\cos r' = 1$ и

$$T_{e\lambda}(0, 0) = (1 - R_\perp)(T_0(0, 0) + bl_s + 2gl_s^2). \quad (27)$$

Как видно из (24) и полученного выражения, с ростом длины волны должно наблюдаться увеличение радиояркости центральной части диска, в то время как края диска, где $\cos r' \approx 0$, имеют неизменную радиояркость. Пренебрегая квадратичным членом и учитывая, что для Луны коэффициент $\tilde{a} = 2l_t$ ³, получим выражение градиента температуры внутри Луны через измеряемые на двух волнах постоянные составляющие эффективной температуры

$$\text{grad } T = \frac{T_{e\lambda_2} - T_{e\lambda_1}}{(1 - R_\perp) 2l_t (\lambda_2 - \lambda_1)}. \quad (28)$$

Умножая (28) на коэффициент теплопроводности и делая необходимые преобразования, получим для потока тепла

$$q = \frac{(T_{e\lambda_2} - T_{e\lambda_1}) \sqrt{\frac{\Omega}{2}}}{(1 - R_\perp) 2\gamma (\lambda_2 - \lambda_1)}. \quad (29)$$

В работе ⁷ рассмотрено радиоизлучение Луны при неоднородной модели строения ее верхнего слоя, когда плотность и тепловые свойства меняются с глубиной. Поскольку расчет радиоизлучения такой модели в общем случае сложен, принята упрощенная резко-неоднородная модель, согласно которой сплошной толстый слой вещества с параметром $\gamma \sim 100$ —200 покрыт слоем тонкой пыли толщиной порядка нескольких миллиметров, имеющий $\gamma \approx 1000$. Кроме того, предполагается, что этот слой абсолютно прозрачен для сантиметровых и миллиметровых радиоволн, т. е. за радиоизлучение ответственна плотная подложка. Очевидно, что в этом случае все полученные формулы для радиоизлучения (13), (14), (15) сохраняют свою силу, только вместо амплитуд гармоник температуры на самой поверхности (т. е. на слое пыли) нужно подставить значения амплитуд температуры на поверхности подложки пылевого слоя. Слой пыли действует как тепловое сопротивление, уменьшая амплитуду колебания температуры за ним в некоторое число m раз. Кроме того, этот слой вызывает и некоторое запаздывание ξ_s фазы температурных колебаний на подложке по сравнению с фазой колебаний поверхностной температуры.

Радиоизлучение такой модели для центра диска при пренебрежении высшими гармониками описывается соотношением

$$T_e = (1 - R_{\perp}) T_0(0) + (1 - R_{\perp}) \frac{T_1(0)}{m \sqrt{1 + 2\delta_s + 2\delta_s^2}} \cos(\Phi - \varphi_1 - \xi_1 - \xi_s). \quad (20)$$

Величина ослабления m и сдвига фазы ξ_s температурной волны в пылевом слое зависит от его толщины и теплопроводности. Обе величины связаны между собой соотношением

$$m = \sqrt{1 + 2\delta_s + 2\delta_s^2} \quad \text{и} \quad \xi_s = \arctg \frac{\delta_s}{1 + \delta_s},$$

где δ_s — некоторая вспомогательная величина, связанная с параметрами слоя пыли соотношением

$$\delta_s = \frac{k}{k'} \frac{\Delta y}{l_T}.$$

Здесь k' и Δy — теплопроводность и толщина слоя пыли, l_T — глубина проникания тепловой волны в подложку. Удобнее выразить эту величину через параметры γ и γ' подложки и пыли,

$$\delta_s = \left(\frac{\gamma'}{\gamma} \right)^2 \frac{\Delta y}{l_T}.$$

Слой пыли, ослабляющий амплитуду температурной волны в $m = 1,45$ раза, имеет $\delta_s = 0,4$; принимая, как обычно, $\gamma' = 1000$ и $\gamma = 100$, а также $l_T \approx 25$ см (см. ниже), получим для толщины слоя пыли $\Delta y = 1$ мм. В работах ^{13, 14} указывалось, что если лунное вещество подобно по химическому составу земным породам, то глубина проникания электромагнитной волны (или толщина радиоизлучающего слоя) пропорциональна длине волны в пустоте, т. е.

$$l_a = \tilde{a}\lambda, \quad (21)$$

где \tilde{a} — коэффициент пропорциональности — зависит от свойств вещества. Действительно, для земных диэлектриков, если тангенс угла потерь в них много меньше единицы,

$$l_a = \frac{v \sqrt{\varepsilon}}{4\pi\sigma} = \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{\varepsilon} \operatorname{tg} \Delta}, \quad (22)$$

где σ — эффективная электропроводность на данной частоте,

$$\operatorname{tg} \Delta = \frac{2\sigma}{\varepsilon f}$$

первой гармоникой, что подтверждается результатами измерений интегрального радиоизлучения Луны на разных длинах волн.

На рис. 11 и 12 приведены рассчитанные по формулам (14) и (17) фазовые зависимости эффективной температуры на волнах 0,4; 0,8; 1,6; 3,2 и 9,6 см для центра и для всего лунного диска ¹¹, которые наглядно показывают эффект сглаживания, возникающий при пространственном усреднении. Полученные значения коэффициентов перехода β_n от интегрального излучения к излучению центра диска или обратно позволяют привести все экспериментальные данные к одной из указанных характеристик.

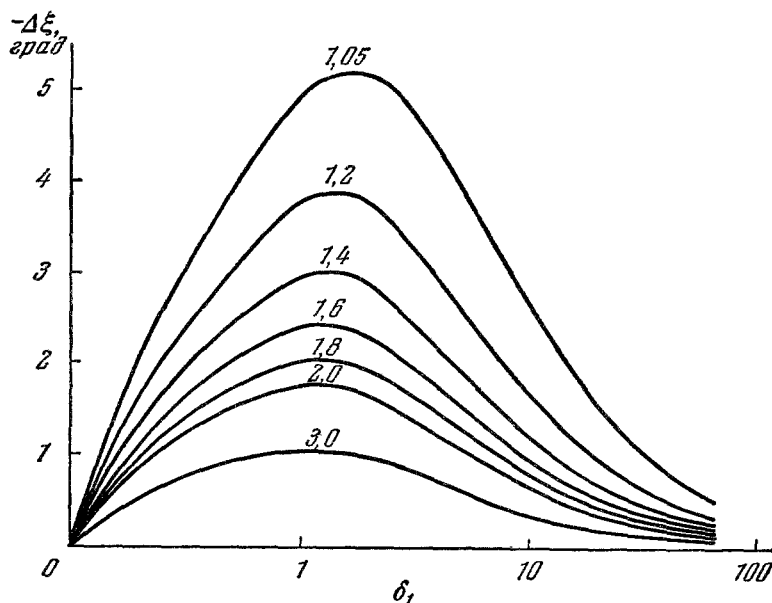


Рис. 13. Зависимость дополнительного сдвига фаз от δ_1 для различных значений ε .

На рис. 13 представлена зависимость от δ_1 дополнительного сдвига фаз $\Delta\xi$ для первой гармоники интегрального излучения. При изменении ε в широких пределах максимальная величина $\Delta\xi$ не превышает 5° . Следовательно, фаза интегрального излучения несколько опережает фазу излучения центра диска. Это связано, по-видимому, с влиянием асимметрии нагрева лунной поверхности. Аналогичный сдвиг по фазе для второй гармоники интегрального излучения практически отсутствует.

Как известно из экспериментальных данных, на волнах до 10 см довольно точно определяется отношение постоянной составляющей к амплитуде первой гармоники,

$$M_{\text{экс}} = \frac{\bar{T}_e}{T_{1e}}. \quad (18)$$

Сравнение этого отношения с теоретическим значением, которое согласно ¹¹ равно *)

$$M_{\text{теор}} = \frac{T_0(0)}{T_1(0)} \frac{\beta_0}{\beta_1} \sqrt{1 + 2\delta_1 + 2\delta_1^2}, \quad (19)$$

позволяет по данным интегрального радиоизлучения найти величину δ .

*) Для центра диска Луны $\frac{\beta_0}{\beta_1} = 1$.

тепла изнутри Луны представляется возможность исследования слоя до значительных глубин. В силу того, что в верхнем слое толщиной $(3 \div 4) l_T$ градиенты температуры от солнечного потока велики, изучение этого слоя наиболее доступно.

Из указанных выше основных характеристик радиоизлучения Луны наиболее точно определяется относительная величина амплитуды колебания радиотемпературы. В случае однородного слоя при укорочении волны радиоизлучение будет определяться все более тонким слоем и в пределе $\lambda \rightarrow 0$ будет идти с поверхности. Амплитуда колебания радиотемпературы (при абсолютно черной поверхности) в пределе будет равна амплитуде колебания температуры на самой поверхности, т. е. около 155° . Для двухслойной структуры очевидно, что амплитуда колебаний радиотемпературы с укорочением волны, пока слой пыли остается прозрачным, будет стремиться к амплитуде колебаний температуры под слоем пыли, т. е. в m раз меньшей величине, чем для однородного слоя. Это и позволяет обнаружить резкую неоднородность, какой является в двухслойной модели слой непоглощающей радиоволны пыли. В цитируемой работе ³ для этой цели построена экспериментальная кривая зависимости от λ отношения $M(\lambda)$ постоянной составляющей к амплитуде переменной. Отношение $M(\lambda)$ наиболее точно определяется ввиду его независимости от точности абсолютных измерений и излучательной способности Луны.

На рис. 14 приведена эта кривая (точки), дополненная результатами последних измерений на $\lambda = 0,13$ см и $\lambda = 0,18$ см. Ясно видно, что экстраполяция кривой к $\lambda \rightarrow 0$ дает значение отношения постоянной составляющей температуры поверхности к амплитуде первой гармоники на поверхности,

$$M(0) \cong \frac{T_0(0)}{T_1(0)}.$$

Это отношение оказывается равным

$$\frac{T_0}{T_1} = 1,5. \quad (30)$$

Теоретическая кривая $M(\lambda)$ для двухслойной модели согласно (20) имеет вид

$$\left. \begin{aligned} M(\lambda) &= m \frac{T_0(0)}{T_1(0)} \sqrt{1 + 2\delta_1 + 2\delta_1^2}, \\ l_2 &= a\lambda. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

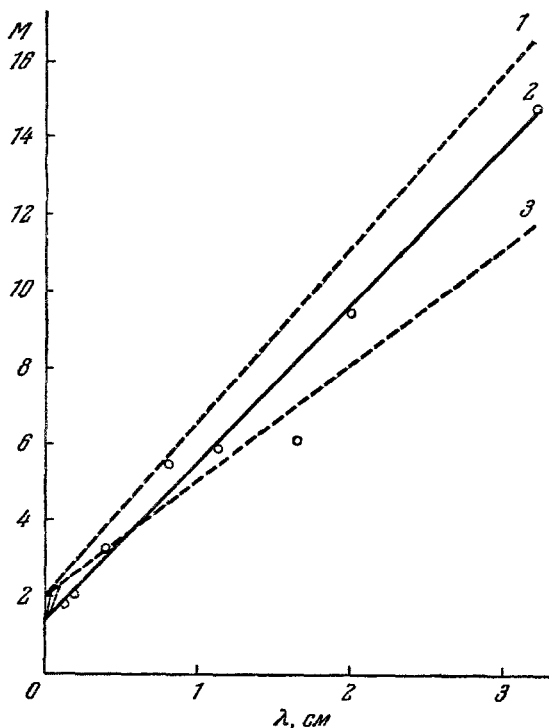


Рис. 14. Зависимость M от λ .

Кривая 2 соответствует однослойной модели с $m_s=1$, $\delta_1=2\lambda$. Кривая 1 соответствует двухслойной модели с $m_s=1,5$, $\delta=1,5\lambda$. Кривая 3 — с $m_s=1,5$, $\delta=\lambda$.

При $m = 1$ получается функция для однослойной модели. Теоретическая функция $M(\lambda)$ (сплошная прямая) проходит через экспериментальные точки лишь при $m = 1$ и $\delta = 2\lambda$, т. е. для однослойной модели. На рис. 14 пунктиром приведены также теоретические кривые для двухслойной модели при пылевом слое, ослабляющем амплитуду колебаний температуры под ним в $m = 1,5$ раза. При экстраполяции к $\lambda \rightarrow 0$ эти кривые, согласно сказанному выше, должны стремиться к большему значению $M(0)$, равному $\frac{T_0(0)}{T_1(0)} m$. Обе приведенные теоретические кривые соответствуют разным значениям коэффициента \tilde{a} , т. е. разным электрическим свойствам среды. Следует заметить, что реально, как бы ни был прозрачен слой пыли, все равно для некоторой волны он станет непрозрачным; учет этого должен проявиться в том, что начиная с этой волны кривые $M(\lambda)$ при $\lambda \rightarrow 0$ будут сходиться к точке $m_s = 1$, как показано на рис. 14 точечной частью пунктирных прямых. Вообще для любой двухслойной модели с данным m и разными предположениями о значении \tilde{a} будет получаться пучок прямых, выходящих как бы из точки $m \frac{T_0(0)}{T_1(0)}$ на оси $M(\lambda)$. Как видно из рис. 14, можно подобрать такую теоретическую прямую, соответствующую двухслойной модели, которая совпала бы с экспериментальными результатами на одной или на близких волнах, но при этом экспериментальные точки получаются лежащими на прямых, соответствующих разным значениям коэффициента \tilde{a} . Это означает, что электрические свойства лунной поверхности зависят от длины волны непонятно сложным образом.

Таким образом, анализ зависимости амплитуд колебаний радиотемпературы от длины волны однозначно свидетельствует в пользу однородной модели строения верхнего покрова. В ³ с целью определения модели проведен также анализ экспериментальных данных на основании зависимости фазы запаздывания радиоизлучения ξ от величины M . Величины ξ и M связаны между собой и зависят от длины волны. Характер их зависимости определяется структурой поверхности Луны. Для ответа на вопрос, какой структуре поверхности соответствуют экспериментальные данные, необходимо на плоскости ξ и M построить теоретические кривые $\xi(M)$, соответствующие обеим моделям, и нанести экспериментальные точки. Теоретическое значение $M(\lambda)$ дается соотношением (31), а соответствующий угол сдвига фазы

$$\xi = \arctg \frac{\delta_1}{1 + \delta_1} + \xi_s, \quad (32)$$

где ξ_s — сдвиг фаз, возникающий в слое пыли (для однородной структуры поверхности $\xi_s = 0$). Теоретическая зависимость $\xi(M)$ получается исключением из (31) и (32) величины δ_1 и имеет согласно ³ следующий вид:

$$\xi(M) = \arctg \frac{-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{M}{m_s} \frac{T_1(0)}{T_0(0)} \right]^2 - 1 \right\}}}{\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{M}{m_s} \frac{T_1(0)}{T_0(0)} \right]^2 - 1 \right\}}} + \xi_s. \quad (33)$$

На рис. 15 приведены рассчитанные по формуле (33) кривые, при построении которых принималось

$$\frac{T_0(0)}{T_1(0)} = 1,5,$$

следующее из экспериментальных данных. Кривая 1 соответствует однородному строению поверхности Луны с $m_s = 1$ и $\xi_s = 0$. Кривая 2 соответствует двухслойной модели с очень тонким слоем пыли, $m_s = 1,1$ и $\xi_s = 5^\circ$.

При утолщении слоя до $m_s = 1,4$ и $\xi_s = 15^\circ$ получим кривую 3. Экспериментальные точки нанесены в виде кружков с указанием границ возможной ошибки для ξ и M . Каждая точка соответствует средним значениям ξ и M , полученным для каждой волны на основании табл. II.

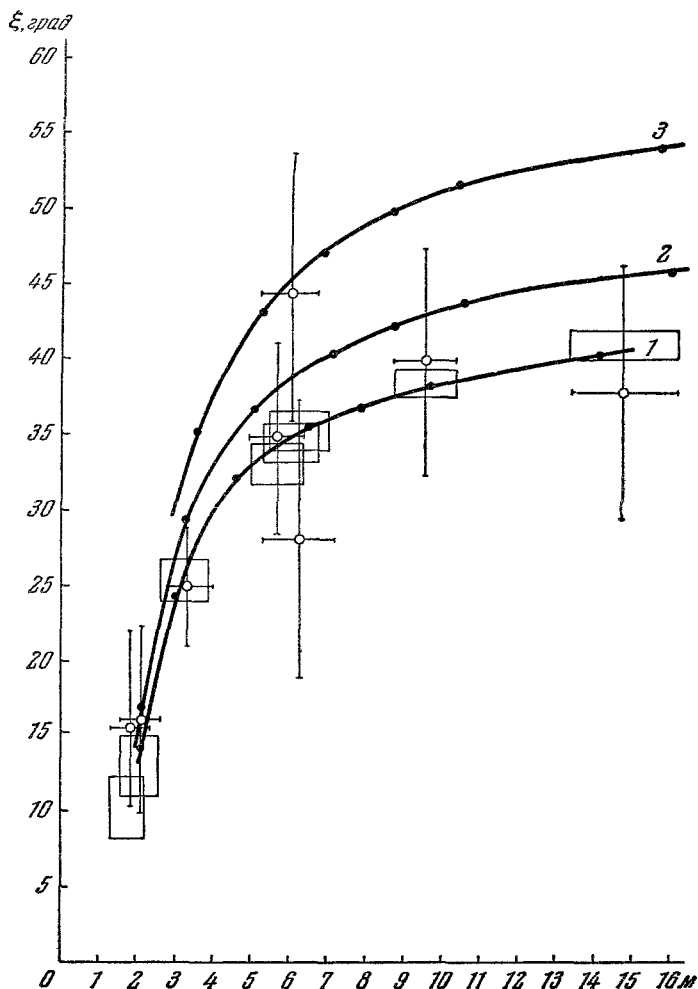


Рис. 15. Теоретическая зависимость фазы отставания первой гармоники радиоизлучения Луны от отношения постоянной составляющей к амплитуде первой гармоники.

1 — Однородная структура поверхности ($m_s=1$; $\xi_s=0$; $\delta=2\lambda$); 2—3—двухслойно-пылевая ($m_s=1,1$; $\xi_s=5^\circ$; $\delta=2\lambda$ и $m_s=1,4$; $\xi_s=15^\circ$; $\delta=1,5\lambda$). Черные точки — теоретические для длин волн 0,13; 0,4; 0,8; 1,25; 1,63; 2,0 и 3,2 см. Кружки — экспериментальные точки, нанесенные с указанием ошибок по ξ и M . Прямоугольники соответствуют ошибкам для ξ и M , если ξ рассчитано по величине δ_1 , определенной из экспериментальных данных.

Как видно из рис. 15, экспериментальные точки *) все вместе соответствуют кривой 1, рассчитанной для однослойной модели, и все одновременно не могут быть согласованы с двухслойной моделью, имеющей даже очень тонкий слой пыли (кривая 2). Действительно, если точка,

*) По сравнению с рисунком работы 3 приведены экспериментальные точки недавних измерений на $\lambda=0,13$ см²⁵ и 0,18 см²⁶.

соответствующая измерению на волне 1,25 см, может быть согласована с двухслойной моделью (кривая 3), то данные на остальных волнах совершенно не ложатся на эту кривую. Если на волне 3,2 см теоретическое значение фазы $\xi = 45^\circ$ для двухслойной модели с очень тонким слоем пыли находится в пределах возможных ошибок, то на волнах 0,4 и 1,6 см теоретическое значение фазы расходится с экспериментальным. Можно подобрать параметры двухслойной модели, чтобы удовлетворить экспериментальным данным на одной или на близких волнах, но сделать это во всем интервале длин волн совершенно невозможно. Чтобы добиться совпадения экспериментальных данных с теоретической зависимостью для двухслойной модели, приходится уменьшать толщину слоя, даже по сравнению с кривой 2, а это значит, что слоя пыли, прозрачного для примененных волн, на поверхности Луны не существует.

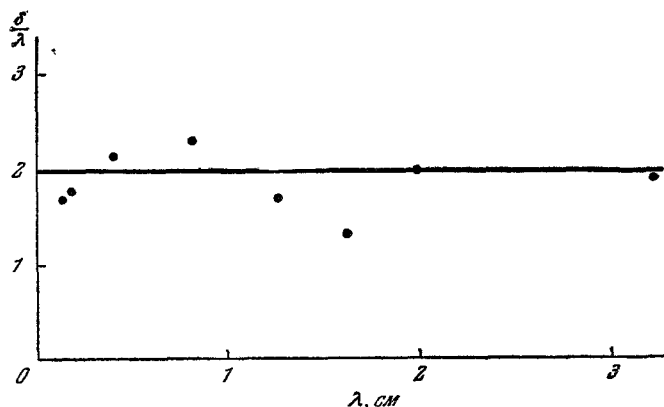


Рис. 16. Зависимость отношения δ/λ от длины волны λ . Черные точки соответствуют экспериментальным данным.

В результате следует однозначное утверждение, что до глубины порядка проникания волны 3,2 см, т. е. 1—2 м, верхний покров Луны имеет примерно однородную структуру, а двухслойно-пылевая, резко-неоднородная модель не соответствует действительности *). Поэтому вместо недостающей точно измеряемой величины $\xi_{\text{эксп}}$ можно пользоваться ее теоретическим значением из экспериментально определяемой величины M . На рис. 15 эти значения (прямоугольники) точно ложатся на кривую, соответствующую однородному строению лунной поверхности. Другим важным результатом проведенного в ³ анализа является установление количественного соотношения между длиной волны λ и величиной l_0 (см. формулу (21))

$$\delta = 2\lambda, \quad l_0 = 2\lambda l_T, \quad (34)$$

справедливого, с учетом новых данных, в диапазоне от 0,1 до 3,2 см. На рис. 16 приведены значения δ/λ в зависимости от λ , усредненные на каждой волне по всем имеющимся данным. Некоторое отклонение от указанной зависимости получается в окрестности волны 1,63 см. Оно может быть, в частности, истолковано как наличие на этой волне линии поглощения в лунном веществе. Могут быть даны и другие объяснения, однако для выяснения природы этого эффекта требуется проведение дополнительных измерений на близких к линии волнах.

*) В § 9 на основании анализа зависимости постоянной составляющей радиотемпературы от длины волны показано, что верхний покров Луны примерно однороден до глубины 15—20 м.

Исследование модели строения верхнего слоя по характеру спектра радиоизлучения Луны, проведенное в ³, является пока единственным, однако в работах, посвященных чаще всего анализу данных на какой-либо одной волне, делаются некоторые выводы и о модели строения. В отечественных работах чаще всего указывается на справедливость однослойной модели, что устанавливается на основании соответствия между амплитудой переменной части и фазой отставания, характерного для однослойной модели (см., например, ^{9,32}).

В зарубежных работах аналогичного характера, наоборот, часто делаются утверждения о соответствии двухслойно-пылевой модели (см., например, ⁶⁰). Однако анализ радиоизлучения в широком диапазоне волн, т. е. спектра, не проводится.

В статье ⁶¹ проведено обсуждение экспериментальных работ по радиоизлучению и радиолокации Луны в рамках однородной модели ее строения. Автор считает лунную поверхность покрытой слоем пылевидного материала, толщина которого может быть различной в низинах и на возвышенностях. Однако никаких новых количественных данных не приводится.

Некоторые более широкие суждения о строении верхнего покрова сделаны в работе Гибсона ⁶² на основании данных исследования радиоизлучения Луны на $\lambda = 0,86$ см во время затмения. Автор не обнаружил какого-либо спада интенсивности, большего чем флуктуации выходного сигнала, составлявшие один градус. Зная глубину охлаждающегося во время затмения слоя и беря падение радиотемпературы на 1° , Гибсон нашел величину коэффициента поглощения вещества охлаждающегося слоя, который оказался в 10 раз меньше, чем коэффициент поглощения, найденный из измерения радиоизлучения во время лунаций на той же волне. Указанное расхождение автор объясняет наличием двухслойного строения лунной поверхности. Первый слой с низкой теплопроводностью ($\gamma = 1000$) ответствен за изменение радиоизлучения Луны на волне 0,86 см во время затмения и образован веществом, похожим на сухой песок. Радиоизлучение на волне 0,86 см, не поглощаясь существенно в верхнем слое, идет преимущественно из слоя подложки, состоящего из материала типа пемзы, теплопроводность которого, по расчетам автора, в 16 раз больше, чем для верхнего слоя ($\gamma \approx 250$). Так как во время лунаций температура подложки не остается постоянной, как при затмении, переменная часть радиоизлучения в течение лунного цикла дает сведения о поглощении именно этого слоя. Автор, однако, указывает, что эта двухслойная модель не может быть согласована с результатами измерений во время лунаций на более длинных волнах ($\lambda \approx 3,2$ см), так как наличие поверхностного слоя должно приводить, по его мнению, к большим, чем наблюдаемые, значениям амплитуды эффективной температуры *). Чтобы устранить возникшее при этом противоречие, делается вывод о трехслойной структуре лунной поверхности. При этом предполагается, что второй слой имеет толщину, примерно равную глубине проникания волны 1 см. Третий слой обладает теплопроводностью, большей чем второй слой, и может быть образован материалами, аналогичными земным скальным породам. Приведенные соображения, хотя физически и правильные, однако количественно не выдерживают критики, так как основываются, с одной стороны, на старых данных о плотности и диэлектрической постоянной (берется $\rho = 2$, $\epsilon = 5$), а с другой, — ρ и k считаются независимыми. Кроме того, само наблюдение интегрального излучения во время затмения приводит к сглаживанию кривой падения радиотемпературы. Это автором

*) В действительности наличие нетеплопроводного слоя приводит к уменьшению амплитуды колебаний; см. § 3, формула (20).

не учитывается. В силу сказанного модель Гибсона не является достаточно обоснованной, хотя, по-видимому, некоторое уменьшение плотности вещества к поверхности следует ожидать (см. также ^{9,32}).

Таким образом, обусловленный Солнцем переменный тепловой режим позволил установить путем измерения амплитуды переменной части радиоизлучения свойства слоя до глубины $l_0 = 2\lambda_T \cong 150$ см. Более глубокое зондирование с применением более длинных волн уже не дает надежных величин переменной составляющей и поэтому практически не может дать сведений об этих слоях.

Между тем оказалось, что благодаря наличию потока тепла изнутри Луны существует значительный градиент температуры внутри Луны, установленный авторами обзора в работе ⁶³. Это открывает возможность изучения параметров слоя по характеру распределения температуры в глубину, которое измеряется путем определения зависимости от длины волны постоянной составляющей радиоизлучения (см. § 3).

Благодаря применению прецизионного метода измерения радиотемператур удалось обнаружить и измерить градиент температуры вглубь Луны в слое до 20 м. Он оказался на всем протяжении практически постоянным, что свидетельствует об однородности слоя вещества до глубины 15—20 м.

Как видно, проведенный анализ установил только основной характер слоя — его примерную однородность, но он не мог и не может ответить на вопрос о физических параметрах слоя, о микроструктуре вещества в нем (пылевое, сплошное и т. д.). Эти ответы даются анализом самих абсолютных значений радиотемператур и других данных, что будет рассмотрено ниже.

§ 6. ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА ВЕРХНЕГО ПОКРОВА ЛУНЫ

В 1930 г. Петтит и Никольсон ⁵ на основании экспериментальных данных, полученных ими во время лунного затмения 1927 г., указали, что резкое падение температуры лунной поверхности за время прохождения полутени вызвано низкой теплопроводностью материала лунной поверхности. Анализируя результаты этого затмения, Эпштейн ⁶⁴ пришел к выводу, что параметр γ для вещества Луны близок к 120. Поскольку эта величина характерна для пористых земных пород типа пемзы, следовательно, лунная поверхность покрыта пористым материалом. Однако расчеты Эпштейна оказались ошибочными. Строгий расчет, как указали Весселинк ¹, Ягер и Харпер ⁵⁹, о работах которых говорилось выше в § 2, приводит к значительно большему значению параметра γ для лунной поверхности, который, согласно их расчетам, оказался равным 1000. Предполагая для вещества лунной поверхности $\rho = 2$ г/см³ и $c = 0,2$, они нашли, что значению $\gamma = 1000$ соответствует коэффициент теплопроводности $k = 2,5 \cdot 10^{-6}$ кал/см·сек·град. Таким низким значением теплопроводности, согласно исследованиям Смолуховского ⁶⁵, обладает тонкая пыль в вакууме.

Ягер ² предпринял попытку определить параметр γ по рассчитанным кривым изменения температуры в течение лунного цикла путем сравнения с измеренной Петтитом и Никольсоном температурой поверхности в лунную полночь ($T_n = 120^\circ \text{K} \pm 15^\circ$). Однако неточное знание T_n позволило лишь установить, что эта температура соответствует величине γ , лежащей в пределах $200 \leq \gamma \leq 1000$.

В работе ⁸² Фремлин приводит для лунных кратеров зависимость коэффициента теплопроводности от глубины $k(y) = 7 \cdot 10^{-7} \sqrt{y}$. Для поверхности кратера принимается значение k на глубине 1 см, т. е. $k_{\text{пов}} =$

$= 7 \cdot 10^{-7}$ кал/см·сек·град. Однако, как указано Ягером, это значение является неоправданно низким и противоречит как результатам Петти-та⁵⁸, так и недавно выполненной работе Саари и Шортхила⁸³, где приведены результаты измерений в инфракрасном диапазоне отдельных лунных кратеров во время затмения.

Более точное значение ночной температуры определено совсем недавно Синтоном⁶⁶: $T_n = 122 \pm 3^\circ \text{K}$; последнему соответствует, согласно⁶⁶, величина $\gamma = 430$. Ягер указал, что точное знание изменения радиотемпературы в течение лунного цикла может быть использовано для определения теплового параметра² γ .

В работе³ путем сравнения электрических характеристик лунной поверхности, полученных из анализа данных по радиоизлучению Луны с электрическими характеристиками земных пород, установлено, что плотность верхнего покрова Луны порядка $0,5 \text{ г/см}^3$. На основании полученной величины плотности и общепринятого в то время значения $\gamma = 1000$ было оценено значение коэффициента теплопроводности $k = 10^{-5}$. Это на порядок меньше полученного в^{1, 2}, что соответствует скорее пористому пемзообразному материалу, чем пыли в вакууме.

Попытки определения тепловых свойств лунной поверхности по данным радиоизлучения Луны были предприняты А. Е. Саломиновичем⁹. Он производил сравнение экспериментального фазового хода радиотемпературы Луны на разных длинах волн с теоретическим фазовым ходом, полученным на основании скорректированных расчетов² для более высокой температуры подсолнечной точки. Однако ввиду низкой точности абсолютных значений радиотемпературы экспериментальные данные удовлетворяли, как и у Ягера, значению параметра γ , лежащему в пределах $300 < \gamma < 1000$.

С разработанной метода прецизионного измерения радиоизлучения Луны²⁴ появилась возможность достаточно точно определить тепловые свойства лунной поверхности, что и было сделано в работе авторов обзора⁶⁷. Для этого были проведены рассмотренные выше специальные расчеты⁴ теплового режима для однородного строения и не зависящих от температуры тепловых свойств верхнего покрова Луны.

На рис. 5 представлены полученные в⁴ зависимости от параметра γ температуры подсолнечной точки T_m , постоянной составляющей $T_0(0)$, первой гармоники T_1 и ночной температуры T_n для центра лунного диска.

В работе⁶⁷ приведено определение тепловых параметров лунного вещества с использованием указанных расчетов и результатов прецизионных измерений радиотемпературы Луны.

Благодаря существенному повышению точности абсолютных радиоизмерений в настоящее время надежно установлено значение постоянной составляющей средней по диску эффективной температуры Луны на разных длинах волн. Пренебрегая слабой зависимостью от длины волны, обусловленной наличием потока тепла из недр Луны, получено для средней по диску эффективной температуры значение $\bar{T}_{e0} = 241 \pm 2^\circ \text{K}$, измеренное на волне $3,2 \text{ см}^*$). Пользуясь зависимостью $\beta_0(\epsilon)$ (см. рис. 8) и соотношением (16), осуществив пересчет постоянной составляющей средней по диску эффективной температуры \bar{T}_{e0} к соответствующей температуре центра диска $T_{e0}(0)$. Пересчет приводит к значению $T_{e0} = 227 \pm 5^\circ \text{K}$. Учитывая, что даже по крайним оценкам излучательная способность лунной поверхности при перпендикулярном падении волны лежит в пределах $0,96 \leq 1 - R_1 \leq 0,99$, получим, что постоянная состав-

*) Это значение найдено как среднее из двух прецизионных измерений, приведенных в табл. II.

ляющая истинной температуры поверхности равна $229^\circ \text{K} \leq T_0$ ($0 \leq \gamma \leq 236^\circ \text{K}$. Согласно рис. 5, это соответствует $250 \leq \gamma \leq 450$.

Другое значение γ получено в ⁶⁷ из отношения T_0/T_1 . Теоретическая зависимость T_0/T_1 от γ представлена на рис. 17. Определение отношения T_0/T_1 не требует знания излучательной способности и вытекает из относительных измерений интенсивности радиоизлучения Луны в широком интервале длин волн, как предел отношения постоянной составляющей радиоизлучения к амплитуде переменной при $\lambda \rightarrow 0$. Согласно ³

$$\frac{T_0(0)}{T_1(0)} = 1,5 \pm 0,1.$$

Указанному значению отношения $T_0(0)/T_1(0)$ соответствует (из рис. 17) значение параметра $270 \leq \gamma \leq 550$. Наконец, величина γ определена в ⁶⁷ из измерения температуры на инфракрасных волнах во время лунной полночи.

Сравнение полученного недавно Синтоном значения ночной температуры $T_n = 122 \pm 3^\circ \text{K}$ ⁶⁶ с кривой $T_n(\gamma)$ на рис. 5 дает $350 \leq \gamma \leq 430$. Таким образом, одно относительное и два абсолютных совершенно независимых измерения различных характеристик теплового процесса приводят практически к одному и тому же интервалу значений γ . Отсюда с большой степенью надежности можно утверждать, что наиболее вероятной величиной γ с точностью не хуже $\pm 20\%$ является значение, равное $\gamma = 350$.

При плотности породы $\rho = 0,5 \text{ г/см}^3$ и $c = 0,2$ получаем для коэффициента теплопроводности значение

$$k = (1 \pm 0,5) \times 10^{-4} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}.$$

Полученная величина k почти в 50 раз выше значения, определенного в ^{1,2}, и соответствует, вероятнее всего, пористому нем-

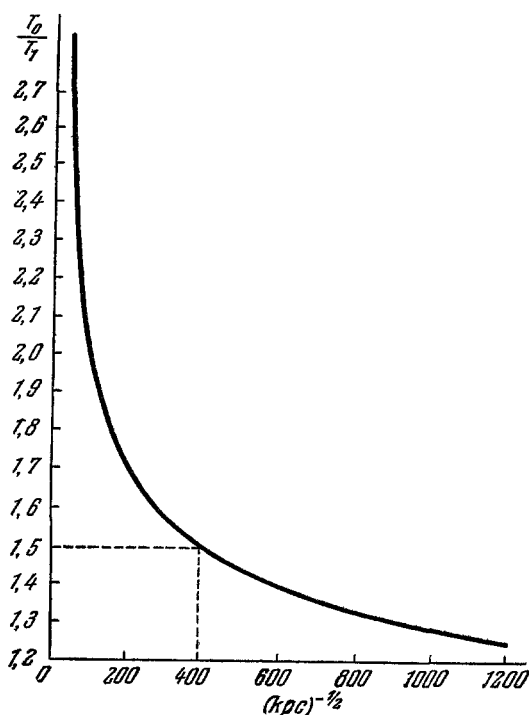


Рис. 17. Зависимость отношения постоянной составляющей к первой гармонике температуры поверхности в центре лунного диска от параметра $\gamma = (k\rho c)^{-1/2}$.

зообразному, но не пылевому состоянию вещества верхнего покрова Луны. Используя полученное значение коэффициента теплопроводности, произведем оценку глубины проникания тепловой волны

$$l_T = \sqrt{\frac{k\tau}{\rho c \pi}} \approx 25 \text{ см}. \quad (35)$$

Обращает на себя внимание расхождение значений γ , определенных по кривой изменения температуры во время затмения ($\gamma \approx 1000$) ^{1,2} и во время лунации ($\gamma = 350 \div 400$) ^{66,67}, выходящее за пределы возможных ошибок измерений.

Учитывая установленную ниже примерную однородность свойств слоя в глубину, указанное различие не может быть объяснено наличием двух-

слоисто-пылевой структуры. Возможно, это связано с зависимостью свойств вещества верхнего покрова Луны от температуры или со все же имеющимся некоторым постепенным уменьшением плотности вблизи поверхности. Необходимо отметить, что попытка учесть зависимость свойств от температуры была предпринята в работе ⁸⁴. Полагая k и c линейно меняющимися с температурой и сравнивая постоянные составляющие температуры на поверхности по результатам Петтита и Никольсона ⁵ и Пиддингтона и Миннета ⁷, автор дает для параметра γ оценку $\gamma \approx 200 \div 300$.

Поскольку проведенное в ⁸⁴ рассмотрение ограничивается только постоянной составляющей и приближенной зависимостью k и c от температуры, для дальнейшего уточнения величин γ и k необходимо строгое решение задачи о тепловом режиме при точном учете зависимости k и c от температуры.

§ 7. ПЛОТНОСТЬ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ ПОРОД ВЕРХНЕГО ПОКРОВА ЛУНЫ

Несмотря на то, что исследования радиоизлучения продолжаются второй десяток лет, лишь недавно были предложены методы измерения или определения плотности и диэлектрической постоянной ее верхнего покрова. В зарубежной литературе до последнего времени плотность и диэлектрическая постоянная принимались по аналогии с плотностью и диэлектрической постоянной земных пород ^{15, 33, 60, 62, 66} равными $\rho = 2$ и $\epsilon \approx 4-5$.

Следует особо отметить, что в работах зарубежных авторов, рассматривающих резко-неоднородную двухслойную модель, плотность предполагается одинаковой даже для слоев с резко различной величиной теплопроводности ^{15, 62}. В действительности, как известно из теории теплопроводности, величина последней для какого-либо материала зависит от степени его пористости P , равной отношению объема пустот к полному объему. Величина пористости определяет среднюю плотность вещества ρ , или, иначе, его объемный вес, и равна

$$P = 1 - \frac{\rho}{\rho_0},$$

где ρ_0 — плотность вещества в непористом состоянии. Таким образом, теплопроводность какого-либо материала представляется функциями $k(P)$ или $k(\rho)$. На это обстоятельство обращено внимание одним из авторов обзора в работе ⁶⁸ и предложено использование зависимости $k(\rho)$ для определения плотности лунного вещества по измеренному значению теплового параметра γ .

Метод основывается на следующих соображениях. Для любой породы или комбинации пород, в том числе и для пород, образующих верхний слой Луны, величина $\gamma = (k\rho c)^{-1/2}$ должна являться однозначной функцией плотности ρ , так как теплопроводность зависит от ρ , а c — теплоемкость на грамм вещества — от плотности не зависит. В результате получается

$$\gamma(\rho) = (k(\rho)\rho c)^{-\frac{1}{2}}.$$

Так как величина γ для Луны известна непосредственно из измерений, то если известна функция $k(\rho)$ для лунного вещества в вакууме, нетрудно найти отсюда плотность ρ . Возможно, что для различных структур, например твердой пенистой или зернистой сыпучей, функции $k(\rho)$ будут различны и зависят еще от размеров пор или зерен. Таким образом, вообще говоря, нужно различать функции $k_1(\rho)$ и $k_2(\rho)$ для пенистых и сыпучих структур.

Задача определения плотности сводится, следовательно, к задаче определения функций $k(\rho)$ для лунного вещества. В связи с этим в цитируемой работе указывается, что поскольку лунное вещество состоит из обычных силикатных материалов, как и породы Земли, функция $k(\rho)$ для вещества лунной поверхности такая же, как и для земных пород. В связи с этим по имеющимся литературным данным о теплопроводности пород и силикатных материалов в воздухе показано, что как для пенистых, так и для сыпучих материалов теплопроводность в интервале плотностей $0,4 \leq \rho \leq 1,5$ выражается соотношением

$$k(\rho) = \alpha \rho = 0,6 \cdot 10^{-3} \rho,$$

которое является универсальной функцией для группы силикатов. При плотности $\rho > 1,5$ величина k тоже может быть аппроксимирована прямой, однако с большим наклоном. Из полученной закономерности для теплопроводности в воздухе делаются заключения для вакуума. Считается, что линейный ход теплопроводности в зависимости от ρ не нарушается, а лишь изменится коэффициент пропорциональности α . Величина $\alpha_{\text{вак}}$ определена из имеющихся в литературе единичных данных о теплопроводности силикатных материалов в вакууме. Оказывается, что для пенистых материалов величина теплопроводности для пористости более 30% уменьшается в среднем в три раза и

$$k_1 = 2 \cdot 10^{-4} \rho, \quad 0,2 \leq \rho \leq 1,5.$$

Для сыпучих материалов уменьшение теплопроводности по сравнению со значением в воздухе достигает 10—20 раз и зависит от размеров частиц. Для не слишком мелких зерен получается

$$k_2 = 5 \cdot 10^{-5} \rho, \quad 0,2 \leq \rho \leq 1,5.$$

Эти выражения, найденные для земных пород, полагаются соответствующими и лунным породам. Подставляя функции k_1 и k_2 в выражение для γ и учитывая найденное значение $\gamma = 350$, получим для плотности пенистой структуры

$$\rho_1 = \frac{160}{\gamma} = (0,4 \pm 0,1) \text{ г/см}^3. \quad (36)$$

Для плотности сыпучей структуры

$$\rho_2 = \frac{320}{\gamma} = (0,9 \pm 0,2) \text{ г/см}^3. \quad (37)$$

Для определения диэлектрической постоянной предложено несколько методов. По некоторым из них выполнены измерения. В работе ³ показывается, что знание диэлектрической постоянной вещества Луны на радиоволнах является важным для определения его структуры, а также состояния самой поверхности. В самом деле, диэлектрическая постоянная какого-либо образца вещества на радиоволнах, так же как и теплопроводность, зависит от его пористости P или объемного веса ρ . Одно и то же вещество, но с разной степенью пористости будет иметь различные диэлектрические постоянные. Чем больше пористость, тем меньше диэлектрическая постоянная данного образца. В пределе при очень малом количестве вещества в объеме она, естественно, приближается к единице — диэлектрической постоянной пустоты. Таким образом, $\varepsilon = \varepsilon(P\varepsilon_0)$, где ε_0 — диэлектрическая постоянная непористого образца. Обычно используется формула

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{3P}{\frac{2\varepsilon_0 + 1}{\varepsilon_0 - 1} - P} \right). \quad (38)$$

Эта формула достаточно хорошо изучена теоретически и экспериментально и позволяет, измеряя ε и зная ε_0 , определить пористость, а зная ϱ_0 , определить и плотность породы ϱ . Оказывается, что на СВЧ ε_0 для всех силикатных пород практически одинакова⁶⁹. Поэтому для определения ϱ нужно знать только значение ε и ϱ_0 . Таким образом, здесь наблюдается полная аналогия с измерениями ϱ по величине γ .

С целью уточнения зависимости ε от ϱ в НИРФИ были проведены многочисленные измерения диэлектрической постоянной различных сухих земных пород, для которых получена эмпирическая закономерность⁶⁹

$$\sqrt{\varepsilon} - 1 = c\varrho, \quad (39)$$

где коэффициент $c \approx 0,5 \text{ см}^3/\text{г}$. Эта формула дает близкие результаты к теоретическим, однако более предпочтительна, так как получена для земных пород, к которым, по-видимому, близок состав лунных пород.

Но как же измерить диэлектрическую постоянную лунных пород? Для ответа на этот вопрос, очевидно, нужно проанализировать, как диэлектрическая постоянная влияет на наблюдаемые с помощью радиотелескопа явления. Возникает ряд возможностей и способов. Первый из предложенных и осуществленных способов заключается в сравнении измеренной радиотемпературы с истинной температурой наблюдаемого участка поверхности Луны. Как видно из формулы (14), измеряя постоянную составляющую радиотемпературы в центре диска

$$T_{e0} = (1 - R_{\perp}) T_0(0)$$

и зная постоянную составляющую истинной температуры $T_0(0)$, можно найти излучательную способность $1 - R_{\perp}$ и ε по формуле Френеля, если считать поверхность Луны гладкой для данных волн.

Очевидно, что то же самое можно сделать и по переменной составляющей. Однако рассматриваемый способ требует весьма точного измерения радиотемпературы, что можно сделать лишь для постоянной составляющей, используя метод искусственной Луны. В этом случае приходится пользоваться постоянной составляющей для интегрального излучения, равной (см. примечание на стр. 602)

$$\bar{T}_{e0} = (1 - R_{\perp}) \alpha \cdot 0,964 T_0(0),$$

где $(1 - R_{\perp}) \alpha$ — среднесферическая излучательная способность, а $0,964 \times T_0(0) = \bar{T}_0$ — средняя по диску постоянная составляющая. Из прецизионных измерений на $\lambda = 3,2 \text{ см}$ получено $\bar{T}_{e0} = 211 \pm 2^\circ \text{ К}$. Величина T_0 известна из инфракрасных измерений и тепловых расчетов, причем $\bar{T}_0 = 0,964 T_0(0) = 218^\circ \text{ К}$. В работе авторов¹² найдено, что среднесферическая излучательная способность равна

$$(1 - R_{\perp}) \alpha = 0,96.$$

Отсюда, пользуясь для α расчетом на электронной вычислительной машине, получено, что

$$R_{\perp} \approx 2\%,$$

откуда диэлектрическая постоянная

$$\varepsilon \approx 1,5.$$

Другой способ, осуществленный в работах^{20,22}, состоит в непосредственном измерении распределения радиояркости по диску Луны, т. е. функции излучательной способности $1 - R(r, \varepsilon)$. Характер этой функции

целиком определяется величиной ε . Этот способ имеет преимущества перед первым благодаря тому, что измерения являются относительными, но он требует применения очень остронаправленных антенн. Результаты измерений распределения постоянной составляющей радиояркости показывают, что наблюдаемый ход кривой излучательной способности соответствует величине ε , заключенной в пределах

$$1 \leq \varepsilon \leq 2.$$

Третий способ предложен в работе ⁷⁰ и основан на измерении степени поляризации излучения какого-либо участка лунной поверхности. В самом деле, если температура участка равна T_0 , то для вертикально и горизонтально поляризованного излучения его радиояркость будет соответственно равна

$$T_{ev} = T_0(1 - R_v) \text{ и } T_{eh} = T_0(1 - R_h).$$

Степень поляризации, выраженная через измеряемые величины T_{ev} и T_{eh} , будет равна

$$\frac{T_{eh} - T_{ev}}{T_{eh} + T_{ev}} \approx \frac{R_v - R_h}{2}.$$

Для гладкой поверхности R_v и R_h известны, а их разность зависит от ε , что и позволяет найти величину ε . Можно воспользоваться также и отношением T_{eh} и T_{ev} . Измерения поляризации являются также относительными, однако требуют применения достаточно острой направленности. Нетрудно видеть, что для наблюдаемых малых ε наибольшая поляризация будет иметь место вблизи краев диска Луны, где угол падения γ к поверхности близок к углу Брюстера, равному около $30-45^\circ$. Это соответствует удалению площадки от края диска примерно на $4-5$ угловых минут. Этой величиной определяется и ширина требуемой диаграммы направленности антенны.

Поляризационный способ определения ε использовался в работе Н. С. Соболевой ⁷¹. Наблюдения проводились на волне $3,2$ см на большом Пулковском радиотелескопе, имеющем ножевую диаграмму направленности. Это давало усредненное значение поляризации в полоске, секущей диск Луны по вертикали. В результате обработки данных измерений диэлектрическая постоянная оказалась равной

$$\varepsilon \approx 1,65 \pm 0,05.$$

Четвертый способ измерения ε предложен в работе ⁷². Этот способ основан на определении запаздывания фазы радиоизлучения с участков диска, расположенных на разных долготах вдоль экватора Луны, по сравнению с фазой нагрева соответствующих участков поверхности.

Из всех полученных значений ε , в среднем равных $1,5$, и формул (38), (39) следует, что средняя плотность поверхностных лунных пород в слое толщиной не менее глубины проникания для длины волны $\lambda = 3$ см, т. е. около полутора метров, равна

$$\rho \approx 0,5 \text{ г/см}^3.$$

Сравнивая полученное значение ρ с независимо определенным из тепловых измерений (по величине γ) видим, что совпадение имеет место для пенистого состояния вещества. Ниже будет экспериментально доказано, что примерно такая же плотность вещества имеет место и на глубине до 20 м. Это, возможно, еще раз свидетельствует о том, что вещество не находится в пылевом состоянии и не представляет собой глубокий слой тонкой подвижной зыбучей пыли, как это выдвигается в гипотезе Голда ⁵⁵.

§ 8. ПРИРОДА ВЕЩЕСТВА ВЕРХНЕГО ПОКРОВА ЛУНЫ

Для изучения свойств верхнего покрова Луны в оптическом диапазоне длин волн производится сравнение некоторых оптических характеристик лунной поверхности (светлота, цвет, индикатриса рассеяния, поляризация) с соответствующими характеристиками земных пород вулканического происхождения. В этой области накоплен обширный экспериментальный материал, на основании которого делаются выводы о вероятном составе и структуре лунной поверхности⁷³. Однако оптические методы сравнения дают сведения лишь о тонком поверхностном слое, свойства которого могут существенно отличаться от свойств более глубоких слоев. Кроме того, эти методы не вполне адекватны задаче определения природы веществ. Хорошо известно, что ряд одинаковых пород, встречающихся в природе, обладает различной окраской и отражательной способностью (черная и белая пемза, разновидности кварца, имеющие самые разнообразные окраски и т. д.), которые зависят часто от ничтожного количества примесей. Еще менее представляют химическую природу вещества такие характеристики, как рассеяние и поляризация света при отражении, так как эти характеристики зависят в основном не от состава, а от геометрии поверхности, характера неровностей и степени изрытости.

С развитием радиоастрономических методов открылась новая возможность исследования природы верхнего покрова Луны путем сравнения электрических характеристик лунной поверхности (ϵ и $\operatorname{tg} \Delta$) с электрическими характеристиками пород и минералов, встречающихся в земных условиях.

На основании исследования радиоизлучения Луны доказано, что ее поверхность является хорошим диэлектриком ($\operatorname{tg} \Delta \ll 1$), для которого в широком интервале длин волн (от 0,4 до 3,2 см) $\operatorname{tg} \Delta$ практически не зависит от длины волны³. Недавно это показано вплоть до $\lambda = 0,13$ см (см. табл. II). В земных условиях аналогичным свойством обладают неорганические диэлектрики на алюмосиликатной основе.

Попытки сравнения земных пород и материала лунной поверхности по величине диэлектрической проницаемости и электропроводности (или $\operatorname{tg} \Delta$) делались рядом авторов^{62, 74}. Однако это сравнение делалось без учета зависимости ϵ и $\operatorname{tg} \Delta$ от плотности материала. Между тем диэлектрическая проницаемость и электропроводность существенно зависят от плотности материала, поэтому подобное сравнение возможно, если при этом использовать характеристики, не зависящие от плотности. В работе³ показывается, что такой характеристикой является удельный тангенс угла диэлектрических потерь, равный отношению $\operatorname{tg} \Delta / \rho$. Эта величина инвариантна относительно плотности ρ и зависит в основном от химического состава материала. Из соотношения (34) в³ получено выражение, связывающее электрические и тепловые параметры материала

лунной поверхности: $\frac{\sqrt{\epsilon} \operatorname{tg} \Delta}{\rho} = 88 \cdot 10^{-6} \text{ с} \gamma$. Принимая $c = 0,2$, $\epsilon = 1,5 \pm \pm 0,3$ и $\gamma = 350 \pm 75$ ⁶⁷, получено для вещества лунной поверхности $\frac{\operatorname{tg} \Delta}{\rho} = (0,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$. Измерение величины $\operatorname{tg} \Delta' / \rho'$ для земных пород

позволит определить группу пород, имеющих то же значение инварианта и, вероятно, соответствующих породам, образующим верхний покров Луны.

Экспериментальных работ, посвященных исследованию электрических параметров земных пород, в настоящее время имеется сравнительно мало. В⁷⁴ для интерпретации локационных характеристик отражения от Луны

проведены измерения диэлектрической и магнитной проницаемости и диэлектрических потерь для большого количества образцов земных пород, каменных метеоритов и тектитов. Авторами работы ⁷⁴ исследовался также вопрос о влиянии степени измельченности материала на величину диэлектрической проницаемости. Но диэлектрические характеристики земных горных пород измерены лишь на звуковых частотах и поэтому использование полученных этими авторами данных для сравнения с характеристиками материала лунной поверхности, измеренными на сверхвысоких частотах, невозможно. В этой же работе приведены результаты измерений ε и $\operatorname{tg} \Delta$ в диапазоне частот от 420 до 1800 Мгц для двух образцов каменных метеоритов типа хондритов.

Подробные результаты измерений электрических характеристик тектитов на волне 60 см приводятся в ⁷⁵, где исследованы 15 образцов тектитов, обнаруженных в различных местах земного шара и называемых обычно по месту обнаружения. Из них пять австралитов, три индошенита, один молдавит, четыре филиппинита и один образец силикагласа из Ливийской пустыни. Результаты измерений приведены в табл. III. Диэлектрическая проницаемость, определенная для естественно плотного состояния (q_0 для всех измерений образцов лежит в пределах $2,4 \leq q_0 \leq 2,5$) для различных образцов меняется весьма незначительно ($6,0 \leq \varepsilon_0 \leq 7,4$), а диэлектрические потери весьма малы и меняются в значительных пределах ($0,43 \cdot 10^{-3} \leq \operatorname{tg} \Delta \leq 3,4 \cdot 10^{-3}$). По результатам работы ⁷⁵ нами по формуле Оделевского — Левина были рассчитаны диэлектрическая проницаемость для пористого состояния $q \approx 0,5 \text{ г/см}^3$ и удельный тангенс угла диэлектрических потерь. Результаты этих вычислений также приведены в табл. III.

Таблица III

Диэлектрическая постоянная и тангенс угла потерь тектитов на волне 60 см

Наименование	Австралиты						Индошениты	
Средний % SiO ₂	70,0						73,3	
№	17 A	17 B	17 C	17 D	17 E	17 F	18 A	18 B
q	2,42	2,43	2,45	2,45	2,41	2,46	2,40	2,37
ε	6,53	6,41	6,65	6,39	6,58	7,2	6,29	6,85
$\varepsilon_{0,5}$	1,73	1,73	1,75	1,73	1,74	1,80	1,73	1,80
$\operatorname{tg} \Delta$	$34 \cdot 10^{-3}$	$7,5 \cdot 10^{-3}$	$12,0 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{-3}$	$16,0 \cdot 10^{-3}$	$7,8 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$	$0,43 \cdot 10^{-3}$
$\operatorname{tg} \Delta/q$	$14,05 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$6,64 \cdot 10^{-3}$	$3,17 \cdot 10^{-3}$	$1,96 \cdot 10^{-3}$	$0,18 \cdot 10^{-3}$
Наименование	Индошениты	Молдавит	Силикаглас	Филиппиниты				
Средний % SiO ₂	73,3	78,0	97,6	71,64				
№	18 C	19 A	20 A	21 A	21 B	21 C	21 D	
q	2,40	2,35	2,20	2,44	2,42	2,49	2,44	
ε	6,00	6,09	4,16	6,09	7,41	6,76	7,11	
$\varepsilon_{0,5}$	1,70	1,72	1,53	1,72	1,84	1,75	1,81	
$\operatorname{tg} \Delta$	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$9,1 \cdot 10^{-3}$	$0,46 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-3}$	$17 \cdot 10^{-3}$	$6,5 \cdot 10^{-3}$	$6,7 \cdot 10^{-3}$	
$\operatorname{tg} \Delta/q$	$2,21 \cdot 10^{-3}$	$3,87 \cdot 10^{-3}$	$0,21 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$7,02 \cdot 10^{-3}$	$2,61 \cdot 10^{-3}$	$2,75 \cdot 10^{-3}$	

В НИРФИ ⁶⁹ на разных длинах волн было измерено большое количество образцов горных пород, имевших разнообразный химический состав (от кислых до основных). Образцы измерялись на волнах 0,8; 3,2 и 10 см как в естественном, так и в дробленном состоянии, что позволило выяснить, как зависит диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь от длины волны и плотности ρ . Для удаления адсорбированной влаги образцы предварительно просушивались в течение нескольких часов при температуре 200—250° С. В результате было обнаружено, что для всех пород величина $\operatorname{tg} \Delta$ остается примерно постоянной в указанном диапазоне волн.

На основании измерений образцов с различной степенью измельченности установлено, что отношение $\operatorname{tg} \Delta / \rho$ с точностью $\pm 15\%$ не зависит от плотности ρ .

Таблица IV

Диэлектрическая постоянная и удельный тангенс угла
потерь земных горных пород на волне 3,2 см

Наименование	Интервал плотности	% SiO ₂	$\frac{\sqrt{\varepsilon}-1}{\rho}$	$\frac{\operatorname{tg} \Delta}{\rho}$	$\varepsilon (\rho = 0,5)$
1. Кварцевый песок	1,24	98	0,4	0,001	1,44
2. Обсидиан	1,18—2,26	74,9	0,57	0,011	1,65
3. Игнимбрид	0,9—1,15	72,9	0,50	0,0066	1,56
4. Липарит	11,8—2,35	72,7	0,47	0,0024	1,53
5. Гранит	1,2—2,48	71,2	0,46	0,004	1,51
6. Пемза белая . . .	0,42—0,7	69,2	0,68	0,015	1,8
7. Пемза черная . .	0,3—0,7	68,54	0,64	0,01	1,74
8. Туф 1	0,57—1,2	62,5	0,64	0,0126	1,74
9. Туф 2	0,65—1,24	60,5	0,57	0,013	1,65
10. Туф 3	0,9—1,85	62,7	0,61	0,011	1,72
11. Трахитовая лава	1,18—13	60,1	0,52	0,01	1,59
12. Пепел вулкана- нич. 1	0,93	52,0	0,60	0,013	1,69
13. Пепел вулкана- нич. 2	0,77	65,2	0,62	0,015	1,72
14. Пепел вулкана- нич. 3	1,34	62,0	0,55	0,013	1,63
15. Пепел вулкана- нич. 4	1,69	64,0	0,48	0,01	1,54
16. Пепел вулкана- нич. 5	1,32	52,5	0,5	0,015	1,56
17. Пепел вулкана- нич. 6	1,43	53,4	0,55	0,013	1,63
18. Пепел вулкана- нич. 7	1,2	55,0	0,53	0,014	1,60
19. Пепел вулкана- нич. 8	1,05	56	0,53	0,014	1,60
20. Сиенит кварцев	1,24—1,38	64	0,51	0,004	1,58
21. Сиенит	1,25—2,5	56,9	0,51	0,007	1,58
22. Андезитобазальт	1,23—2,36	58,4	0,52	0,013	1,59
23. Диорит	1,2—2,53	58,9	0,47	0,006	1,53
24. Габбро 1	1,3—1,5	54,4	0,50	0,003	1,56
25. Габбро 2	1,26—1,36	48,2	0,53	0,003	1,60
26. Базальт 1	1,34—2,55	49,1	0,52	0,017	1,59
27. Базальт 2	1,3—2,55	49,0	0,53	0,018	1,60
28. Йолит	1,3—1,54	42,8	0,53	0,005	1,60
29. Дунит	1,26—2,56	40,5	0,52	0,02	1,59
30. Долерит	1,26—1,42	48,0	0,54	0,023	1,61

Пересчет к плотности 0,5 г/см³ осуществлен по формуле $\frac{\sqrt{\varepsilon}-1}{\rho} = \alpha$

Было выяснено, что величина

$$\frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\rho}$$

с точностью $\pm 5-7\%$ также не зависит от плотности и весьма незначительно меняется для различных пород. Результаты проведенных в ⁶⁹ измерений даны в табл. IV. В табл. IV приведены также значения ε , рассчитанные для плотности $\rho = 0,5$ по формуле (39). Полученные в ^{69,74,75} сведения об электрических характеристиках земных пород метеоритов и тектитов

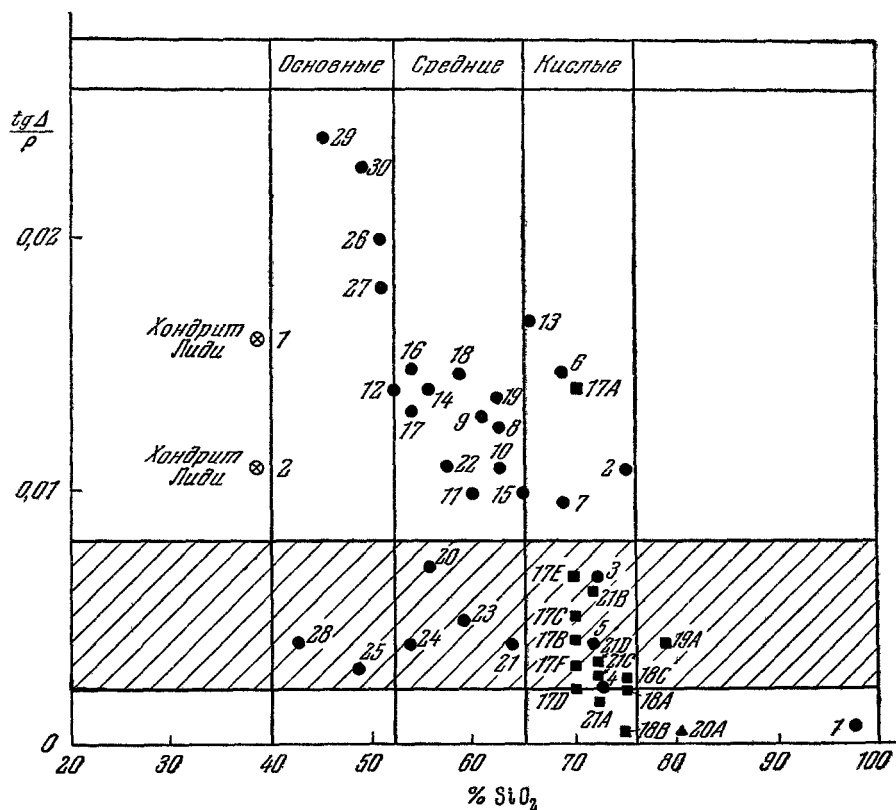


Рис. 18. Зависимость $\text{tg } \Delta/q$ от процентного содержания SiO_2 для различных горных пород, метеоритов и тектитов.

Цифры соответствуют номеру образца в табл. III или IV.

позволяют, производя сравнение согласно ³, установить те вещества, встречающиеся в земных условиях, которые имеют одинаковое с материалом лунной поверхности значение $\text{tg } \Delta/q$ и, по-видимому, соответствуют веществу, образующему верхний покров Луны.

На рис. 18 изображены полученные в ⁶⁹, а также определенные из данных ^{74, 75} значения $\text{tg } \Delta/q$ для различных земных пород метеоритов и тектитов в зависимости от процентного содержания SiO_2 , характеризующего основность материала *).

*) Поскольку в работах ^{74,75} химический состав измеренных образцов не приводится, при нанесении на диаграмму экспериментальных точек мы пользовались средними значениями содержания SiO_2 , известными из литературы.

Заптрихованная область соответствует значению $\operatorname{tg} \Delta/q = (0,5 \pm \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$, определенному для материала лунной поверхности. В эту область попадают земные породы разной основности: кислые (липарит, гранит, игнимбрид), средние (сиенит, диорит), основные (ийолит, габбро). Весьма интересно, что почти все измеренные в ⁷⁵ тектиты имеют удельные потери такие же, как и материал лунной поверхности. Это, по нашему мнению, свидетельствует в пользу гипотезы лунного происхождения тектитов.

Такие земные породы, как базальт, дунит, вулканические пеплы и туфы, а также каменные метеориты типа хондритов имеют удельные потери, значительно ббльшие $\left(\frac{\operatorname{tg} \Delta}{q} \approx (1,5 \div 2) \cdot 10^{-2} \right)$ чем вещество лунной поверхности, и поэтому не попадают в «лунную» область. Это значит, что даже если эти вещества и входят в состав лунной поверхности, то в таких количествах, что их влияние на диэлектрические свойства верхнего покрова Луны не может быть определяющим.

Рис. 18 с большой определенностью указывает характерный минералогический и химический состав лунного вещества. Наиболее вероятно, что вещество состоит из 60—65% кварца, 15—20% окиси алюминия, а остальные 20% состояются из окислов калия, натрия, кальция, железа и магния. Однако, как мы видели, породы или смеси минералов, образующих вещество верхнего покрова Луны, должны находиться в сильно пористом состоянии и в этом смысле они не похожи на обычные плотные земные породы.

Есть многие и другие более тонкие отличия, проявляющиеся в оптике. Все это заставляет искать новое название веществу верхнего покрова Луны, которое все чаще предлагается в литературе. В наших исследованиях он именуется теперь как лунит.

Необходимо отметить, что приводимые величины удельных потерь являются средними для всей лунной поверхности, поэтому они говорят лишь о среднем минералогическом и химическом составе. В связи с этим возникает предположение, что различные участки лунной поверхности могут состоять из различных пород.

Существуют гипотезы, согласно которым лунные «моря» образованы основными породами типа базальта, а «материки» — кислыми породами типа гранита. Если это так, то, исследуя радиоизлучение, идущее от этих образований, легко обнаружить разницу в породах, слагающих лунные «моря» и «материки».

В настоящее время специально поставленных с указанной целью измерений не проведено. Однако измерения распределения интенсивности радиоизлучения по диску Луны, проведенные в работе ²⁰ на волне 0,8 см, указывают скорее всего на отсутствие заметных эффектов различия лунных пород. Недавно при использовании радиотелескопа с высокой разрешающей способностью были проведены более специальные измерения радиоизлучения «морей» и «материков» на волнах 0,4 и 0,8 см ⁷⁶. Оказалось, что участок, расположенный в области лунного «моря», имеет эффективную температуру на несколько градусов больше, чем участок, расположенный в области «материков». Полученная разница может свидетельствовать в пользу некоторого различия тепловых свойств «морей» и «материков». Однако, проведенные при этом измерения фазового хода радиоизлучения для различных экваториальных областей на волне 0,4 см ²⁹ не дали заметных отличий в амплитуде и фазе колебаний.

По имеющимся в настоящее время неполным данным можно лишь сделать вывод о значительной однородности тепловых свойств и химического состава всей лунной поверхности.

§ 9. ПОТОК ТЕПЛА ИЗ НЕДР ЛУНЫ. ТЕПЛОВОЕ СОСТОЯНИЕ ЛУННЫХ НЕДР

Как было показано в § 3, постоянная составляющая радиоизлучения Луны определяется температурой слоя на глубине проникания электромагнитной волны l_0 . В § 5 было установлено, что для лунных пород, как и для земных, справедлив закон линейного увеличения l_0 с увеличением длины волны λ (формула (34)). В связи с этим возникает возможность определять изменения температуры в глубь Луны.

Как видно из табл. II, к настоящему времени опубликовано достаточно много данных о температуре Луны на различных волнах, от миллиметровых до метровых, характеризующих значения температуры на разных глубинах под поверхностью Луны. Однако попытки обнаружить по этим данным ожидаемый систематический рост температуры с увеличением длины волны, предпринятые Месгером⁴⁶ и Майером (см. ⁷⁷), оказались безуспешными. Как мы видим из табл. II, разброс значений постоянных составляющих температур Луны, даваемый различными авторами (за исключением данных, полученных по методу «искусственной Луны»), достигает ± 40 — 50°K и систематического роста на этом фоне обнаружить не удалось.

Чтобы обнаружить и измерить градиент температуры внутри Луны, Болдуином были предприняты специальные измерения радиоизлучения Луны на волне 168 см ¹⁵. Метод измерения основывался на сравнении радиоизлучения Луны и экранируемого ею фона космического радиоизлучения. Фактически измерялась небольшая разность между эффективной температурой Луны и экранируемого ею фона. Вследствие этого ошибки измерения малой разности, связанные, как обычно, с неточностью калибровки и знания параметров антенны, незначительно сказывались на результате. Однако для определения радиотемпературы Луны нужно было знать радиотемпературу экранируемого фона. По утверждению автора этой работы, величина фона была известна со значительно большей точностью, чем $\pm 10\%$, как это принято сейчас считать. В результате на волне 168 см дается для средней по диску радиотемпературы значение $\bar{T}_\text{Л}$ с погрешностью $\pm 3\%$, равное $\bar{T}_\text{Л} = 233 \pm 8^\circ \text{K}$. Для характеристики точности самих измерений следует заметить, что указанная величина получена из двух измерений, давших минимальную температуру в серии из восьми измерений. Разброс температуры Луны во всей серии достигал 100°K .

Болдуин не имел точного значения радиотемпературы на более короткой волне, поэтому был вынужден принять для дальнейших расчетов теоретическое значение постоянной составляющей средней температуры на поверхности $T_0 = 222^\circ \text{K}$ ². Автор принимает, что приращение температуры на волне 168 см не превосходит 25° и объясняет это потоком тепла из недр Луны. Принимая однородную модель строения слоя вплоть до предполагаемой глубины проникания волны 168 см (около 60 м), он нашел значение плотности потока тепла $q_s \leq 0,25 \cdot 10^{-6} \text{ кал/см} \cdot \text{сек}$, совпавшее с теоретическими оценками⁷⁸⁻⁸⁰. Оставляя в стороне вопрос об оценке точности измерений, которая, по-видимому, сильно завышена, заметим, что, во-первых, сама величина прироста температуры в 25° — немногим больше оцениваемой автором даже заниженной ошибки измерений, равной 8° . Это делает оценки потока ненадежными. Во-вторых, вряд ли можно считать слой в 60 м однородным по плотности. Естественно, что нижние слои могут быть уплотнены. Это приведет к тому, что глубина проникания электромагнитной волны длиной 168 см будет в действительности меньше и оценка потока тепла при учете этого обстоятельства должна измениться в сторону значительного увеличения.

В результате разработки метода, обеспечивающего высокую точность измерения потоков радиоизлучения, стало возможным поставить и решить задачу определения потока тепла из недр Луны.

В работе ¹⁶ были приведены оценки потока тепла на основании прецизионных измерений радиоизлучения Луны в сантиметровом диапазоне волн. Однако малый интервал длин волн, а отсюда и небольшой прирост радиотемпературы, сравнимый с ошибкой измерений, давал лишь оценку верхней границы плотности потока тепла $q_s \leq 4 \cdot 10^{-6}$ кал/см²сек.

Вопрос о потоке тепла освещен в работе авторов настоящего обзора ⁶³, где проводится анализ приведенных в табл. II результатов прецизионных измерений радиоизлучения Луны на волнах 0,4; 1,6; 3,2; 9,6; 32,3; 35; 50 см, выполненных в 1961—1962 гг. ²⁴, 30, 35, 36, 38, 40, 50, 52, 53. На рис. 19 приведена полученная в результате указанных измерений зависимость постоянной составляющей радиотемпературы в функции длины волны. В упомянутой работе ⁶³ особое внимание уделяется анализу возможности ошибки в измерениях благодаря влиянию ионосферы, фона космического радиоизлучения, загораживаемого Луной и диском, и другими факторами, проявляющимися с увеличением длины волны.

Если сомневаться в том, что наблюдаемый эффект вызван ростом радиотемпературы Луны, то приходится признать существование значительного фона космического радиоизлучения, разность которого в направлениях на диск и на Луну при больших галактических широтах должна достигать 25—30° на волне 35—50 см. Это объяснение, не подтверждаемое прямыми измерениями фона, потребовало бы коренного пересмотра теории происхождения космического радиоизлучения и, возможно, затронуло бы основные представления о свойствах космической среды.

Возникает вопрос, является ли объяснение наблюдаемого роста радиотемпературы следствием потока тепла из недр Луны единственно возможным? Вообще говоря, может быть выдвинут ряд других причин: отражение Луной радиоизлучения Солнца, космического радиоизлучения или источников, находящихся на Земле; зависимость тепловых свойств Луны от температуры (нелинейность уравнений теплопроводности); наконец, увеличение излучательной способности поверхности Луны с ростом длины волны. Расчет показал, что при коэффициенте отражения $R = 2\%$ приращение радиотемпературы от отражения солнечного радиоизлучения равно $\Delta T = 10^{-7} T_{\odot}$, где T_{\odot} — радиотемпература Солнца для данной волны. Отсюда видно, что даже на метровых волнах ($T_{\odot} \approx 10^6$ К) приращение радиотемпературы ничтожно. Приращение, вызванное отражением космического радиоизлучения на волне $\lambda = 50$ см, оказывается порядка $\Delta T \approx 0,05$ К. Влияние излучения радиостанций на Земле в диапазоне 10—60 см

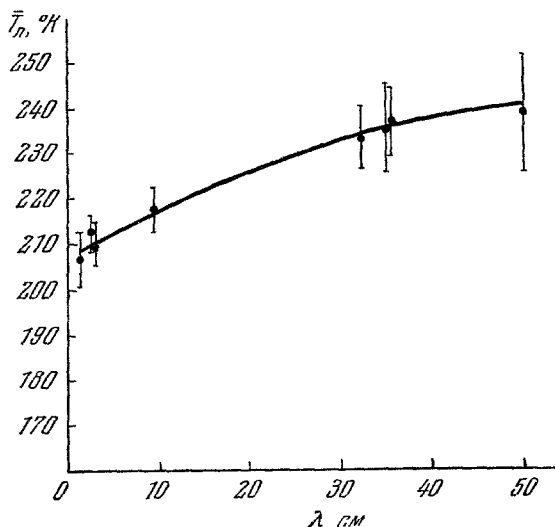


Рис. 19. Зависимость средней по диску эффективной температуры от длины волны. По данным прецизионных измерений радиоизлучения Луны.

также ничтожно, хотя на метровых волнах, используемых телевидением, как указал Шкловский, радиояркость Земли может быть весьма значительной, а это в свою очередь вызовет «подсветку» Луны аналогично подсветке от солнечного радиоизлучения.

Нелинейность уравнений теплопроводности для вещества Луны связана в основном с зависимостью теплоемкости от температуры. При этом постоянная составляющая температуры солнечного нагрева будет зависеть от амплитуды колебаний температуры. Так как последняя меняется с глубиной, постоянная составляющая будет зависеть от глубины, а следовательно, и от длины волны. Ясно, что эта зависимость будет иметь место до глубины не более $(3-4) l_T \approx 100$ см, глубже постоянная составляющая будет неизменной. Таким образом, все изменение постоянной составляющей может наблюдаться лишь в интервале волн от миллиметровых до $3-4$ см. Однако основной рост радиотемпературы наблюдается на волнах длиннее 3 см; нелинейность среды может изменить лишь начальный ход кривой зависимости радиотемпературы от волны.

Предположение об увеличении степени черноты с длиной волны тоже не удастся вписать в рамки известных представлений. В силу шероховатости следует ожидать улучшения отражательных свойств Луны к более длинным волнам, что должно вызвать уменьшение эффективной температуры с увеличением длины волны.

Итак, единственная возможность объяснения наблюдаемого эффекта — это принятие существования потока тепла изнутри Луны. Наблюдаемый на рис. 19 почти линейный рост радиотемпературы Луны с длиной волны от $\lambda = 0,4$ см до $\lambda = 35$ см указывает на примерное постоянство в глубину теплопроводности от самой поверхности до глубины проникания волны $\lambda = 35$ см. Это означает в свою очередь, что согласно установленной связи теплопроводности и плотности вещества (§ 7) плотность вещества во всем слое примерно постоянна и равна определенной выше плотности поверхностного слоя. Следовательно, для всего слоя, куда проникает волна 35 см, справедливо найденное выше соотношение (34):

$$l_0 = 2\lambda l_T, \quad 0,1 \text{ см} \leq \lambda \leq 35 \text{ см.}$$

Согласно этому глубина проникания волны 35 см равна примерно $l_0 = 20$ м. Некоторое отклонение значения радиотемпературы Луны на $\lambda = 50$ см от значения, соответствующего линейному росту, может указывать на уплотнение вещества Луны на глубине более 20 м. Из рис. 19 наклон кривой равен в среднем $(T_{\lambda_2} - T_{\lambda_1})/(\lambda_2 - \lambda_1) = 0,8$ град/см; по формуле (28) при $l_T = 25$ см получается, что градиент температуры в двадцатиметровом слое равен

$$\text{grad } T(y) = 1,6 \text{ град/м.}$$

Из формулы (29), принимая $\gamma = 350$, плотность потока тепла из недр Луны равна

$$q_s = 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ кал/см}^2\text{сек.}$$

Полный поток тепла из недр Луны будет равен

$$Q = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ кал/год.}$$

Полученное значение плотности потока тепла для Луны практически равно плотности потока тепла изнутри Земли (см. прим. при корр. на стр. 637). Теоретические оценки возможного потока тепла Луны, сделанные Макдональдом⁸⁰, Левиным⁷⁹, Ягером⁷⁸, исходя из предположения о хондритовом составе пород Луны, приводят к значительно меньшей

величине $q_s = (0,2-0,3) \cdot 10^{-6}$ кал/см²сек. Полученное нами значение плотности потока в 4—6 раз больше приведенных теоретических оценок. Из определенного полного потока тепла Луны следует, что на один грамм лунного вещества выделяется в год следующее количество калорий радиогенного тепла:

$$q_v = 2,2 \cdot 10^{-7} \text{ кал/г} \cdot \text{год}.$$

По последним данным радиоактивные элементы, содержащиеся в каменных метеоритах, генерируют по разным литературным источникам от $0,4 \cdot 10^{-7}$ до $1 \cdot 10^{-7}$ кал/г·год. Для Земли объемная плотность генерируемого радиогенного тепла равна всего

$$q_v = 0,35 \cdot 10^{-7} \text{ кал/г} \cdot \text{год}.$$

Это низкое значение связано с большим количеством железа внутри Земли, содержание радиоактивных элементов в котором на порядок меньше, чем в каменных метеоритах. Значения q_s и q_v снизятся вдвое, если принять величину $\gamma = 700$, близкую к тому значению, которое следует из инфракрасных измерений во время затмения Луны.

Полученное высокое значение радиогенного тепла противоречит гипотезе образования Луны из метеорного вещества типа хондритов и потребует коренного пересмотра сложившихся представлений о тепловой истории Луны, исходившей из указанных выше низких значений содержания радиоактивных элементов в лунном веществе.

В работе ⁶³ делаются следующие выводы:

1. Высокий градиент температуры в поверхностном слое толщиной по крайней мере до 20 м обуславливается малой теплопроводностью вещества во всем этом слое. В силу однородности слоя величина теплопроводности в нем везде примерно одинакова и равна найденной ранее для слоя метровой толщины. Таким образом, одним из новых выводов является утверждение о высокой пористости вещества даже на глубинах в несколько десятков метров. Отсюда очевидно, что это вещество, по-видимому, не может быть в пылевом состоянии. Низкая плотность и малая теплопроводность может сохраняться на этих глубинах, если вещество достаточно прочное, не подвержено уплотнению от давления лежащих выше слоев.

2. В применении к Луне теплопроводность ее верхних пород определяется степенью их пористости или плотностью. На какой-то глубине породы будут иметь свойственную им плотность непористого состояния и иметь теплопроводность, присущую им на Земле. Следовательно, теплопроводность пород на глубине должна увеличиться в 40—60 раз по сравнению с теплопроводностью в рассматриваемом верхнем слое. Градиент температуры, как нетрудно подсчитать, на этих глубинах будет равен градиенту температуры на Земле, т. е. 1/30 градуса на метр глубины, что, по-видимому, будет иметь место уже на глубине в несколько сотен метров.

3. Для оценки возможной температуры в недрах Луны необходимо знать распределение радиоактивных элементов в глубину. Минимальные оценки температуры будут получаться, если все радиоактивные элементы полагаются сосредоточенными в поверхностном слое. Примем, что он состоит из гранита — наиболее радиоактивной породы, один грамм которой выделяет $7 \cdot 10^{-6}$ кал/год тепла. Нетрудно найти, что слой гранита 20 км обеспечит найденное экспериментально значение полного потока. По-видимому, как и на Земле, верхний радиоактивный слой состоит из гранита, лежащего на базальтовой основе. Если принять, как и для Земли, эквивалентную толщину слоя около 60 км и положить, что на глубине 60 км поток тепла падает до нуля, то нетрудно найти, что на этой глубине температура должна

быть около

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{30} \cdot 6 \cdot 10^4 \approx 1000^\circ \text{К}.$$

Глубже температура, как очевидно, меняться не будет. Чем более равномерное распределение будет выбираться, тем выше будет температура глубоких недр.

§ 10. НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ И ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛУНЫ ПО ЕЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЮ. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Среди проблем и задач мы отметим лишь те, которые должны решаться непосредственно вслед за уже решенными задачами и которые находятся в кругу изложенных выше вопросов. Сюда относятся прежде всего задачи более тонкого и детального исследования физических и структурных параметров верхнего слоя, в частности исследование изменения параметров (плотности, теплопроводности) слоя в глубину. Эта задача требует теоретических исследований радиоизлучения Луны при неоднородном верхнем слое. Трудности задачи связаны с тем, что все тепловые уравнения и интегралы для радиоизлучения могут быть решены только численно, с помощью электронно-вычислительной машины. В результате расчетов должны быть получены спектры основных наблюдаемых в эксперименте характеристик радиоизлучения Луны: амплитуды колебаний интенсивности и отставания по фазе и др. Вместе с учетом влияния возможной неоднородности слоя на характер радиоизлучения возникает задача учета зависимости тепловых и электрических свойств Луны от температуры. В лунном интервале температур теплоемкость, например, может изменяться в несколько раз, а изменение угла потерь также весьма ощутимо. Все это может заметно изменить спектр характеристик радиоизлучения сравнительно со спектром для однородной модели при независимости свойств от температуры. По существу, изложенные выше результаты, относившиеся к этому простейшему случаю, являются лишь первым и, возможно, грубым приближением.

Для выявления указанных свойств верхнего слоя (некоторая неоднородность по плотности, температурная зависимость тепловых и электрических свойств) необходимы дальнейшие измерения радиоизлучения почти в непрерывном диапазоне волн от инфракрасных до дециметровых. Кроме того, при этом необходимы прецизионные измерения постоянной составляющей. Особо должна разрабатываться проблема свойств слоя ниже глубины, где еще существенны колебания температуры (глубина больше $4L_T \sim 100$ см). Свойства этого слоя могут быть исследованы благодаря обнаруженному потоку тепла из недр Луны. Здесь основная проблема — экспериментальная. Необходимо провести точные измерения радиоизлучения Луны до волн 1,5—2 м, что, возможно, позволит проникнуть на глубину до 100—140 м и найти характер изменения теплопроводности и плотности в этом слое. Выполнение точных измерений в этом диапазоне весьма затруднительно и требует прежде всего постановки точных абсолютных измерений космического фона радиоизлучения.

Для решения задачи о построении модели слоя, отвечающей всем данным радиоизлучения, необходимо проведение лабораторных исследований теплопроводности и угла потерь образцов пород в широком диапазоне волн. Здесь возникает большая, еще не решенная теплофизикой задача определения зависимости теплопроводности пород (или силикатных материалов) в вакууме от степени пористости, размера пор или крупности зерен и температуры.

Все еще недостаточно данных получено по электропроводности земных пород на СВЧ, в особенности при низких температурах. В частности, недостаточно проверена инвариантность $\operatorname{tg} \Delta/\rho$ для плотностей, больших $1,5-2 \text{ г.см}^{-3}$.

Однако все указанные задачи могут быть реально решены только для всего полушария Луны, давая среднюю характеристику, возможно, в ряде случаев отличающуюся от характеристик отдельных участков лунной поверхности. В связи с этим возникает задача исследования степени неоднородности свойств покрова по диску Луны и для отдельных образований, что возможно лишь с использованием больших радиотелескопов. В частности, выполнима задача определения электрических свойств (угол потерь) вещества лунных морей и материков, что позволит установить их природу или во всяком случае ответить на вопрос, одинаковые или разные породы их образуют. Это может решить, наконец, давний спор между различными гипотезами о природе морей и материков. Имеющийся небольшой материал исследования Луны с помощью радиотелескопов большой разрешающей силы (до 2—3 минут) пока свидетельствует в пользу однородности свойств верхнего покрова по всему диску Луны. Существенно продвинуться в исследовании мелких деталей по радиоизлучению вряд ли удастся из-за того, что сколько-нибудь удовлетворительная разрешающая сила может быть в настоящее время получена лишь для волн короче сантиметра, глубина проникания которых не более полуметра. Таким образом, отдельные детали лунного рельефа могут быть с современными средствами при наблюдении с Земли прозондированы от самой поверхности лишь до этой глубины. Нечего и думать о зондировании отдельных участков на глубины в десятки метров. Технические трудности исследования отдельных особенностей рельефа Луны по радиоизлучению весьма велики.

В связи с этим важной областью исследования физических условий на деталях лунного рельефа (вулканы, кратеры и т. д.) может стать измерение собственного субмиллиметрового и инфракрасного излучения. Однако, скорее всего, исследование деталей лунного рельефа и их физических характеристик перейдет в руки космонавтов, которые, как мы надеемся, в скором времени вступят на лунную поверхность.

Примечание при корректуре. Возникает вопрос об интерпретации этого, несомненно, существующего потока тепла. Нам кажется, что в принципе могут быть только две возможности объяснения: либо этот поток солнечного происхождения, либо он, как и у Земли, обусловлен распадом радиоактивных элементов (в основном урана, калия-40 и тория), содержащихся во всех породах. Первое объяснение требует весьма натянутых предположений о проникновении, по крайней мере, 10^{-3} части солнечного излучения на глубины в десятки метров. Однако при этом на дециметровых волнах наблюдался бы существенный фазовый ход радиоизлучения, чего пока не обнаружено. Остается одно непротиворечивое объяснение, что поток тепла идет из глубоких недр и имеет, как и у Земли, радиогенное происхождение.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. Wesselink, Bull. Astron. Inst. Neth. 10, 351 (1948).
2. J. G. Jaeger, Austr. J. Phys. 6, 10 (1953).
3. В. С. Троицкий, Астрон. ж. 39, 73 (1962); В. С. Троицкий, Изв. Комиссии по физ. планет, № 3, 16 (1961).
4. В. Д. Кротиков, О. Б. Щуко, Астрон. ж. 40(2), 297 (1963).
5. E. Pettit, S. B. Nicolson, Astrophys. J. 72, 102 (1930).
6. A. R. Coeffrion, M. Corner, W. M. Sinton, Lov. Obs. Bull. 71, 102 (1960).
7. J. H. Piddington, H. C. Minnet, Austr. J. Sci. Res. A2, 643 (1949).
8. В. С. Троицкий, Астрон. ж. 31, 51 (1954).
9. А. Е. Саломонович, Астрон. ж. 39, 79 (1962).

10. Н. Л. Кайдановский, А. Е. Саломонович, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 4, 40 (1961).
11. В. Д. Кротиков, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 6, № 5 (1963).
12. В. Д. Кротиков, В. С. Троицкий, Астрон. ж. 39, 1089 (1962).
13. В. С. Троицкий, М. Р. Зелинская, Астрон. ж. 32, 550 (1955).
14. В. С. Троицкий, Труды 5-го Совещания по вопросам космогонии, 1956.
15. J. E. Baldwin, Month. Not. Roy. Astron. Soc. 122, 513 (1961).
16. В. С. Троицкий, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 5, 602 (1962).
17. J. H. Piddington, H. C. Minnet, Austr. J. Sci. Res. 4, 459 (1951).
18. R. H. Dicke, R. Beringer, Astrophys. J. 103, 735 (1946).
19. C. H. Mayer, R. M. McCullough, R. M. Slonaker, The Solar System, v. 3, Univ. Chicago, 1961.
20. А. Е. Саломонович, Б. Я. Лосовский, Астрон. ж. 39, 1074 (1962).
21. А. Е. Саломонович, В. Н. Кощенко, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 4, 425 (1961).
22. В. Н. Кощенко, Б. Я. Лосовский, А. Е. Саломонович, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 4, 596 (1961).
23. В. Н. Кощенко, А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 4, 425 (1961).
24. В. Д. Кротиков, В. А. Порфирьев, В. С. Троицкий, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 4, 1004 (1961).
25. Л. Н. Федосеев, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 6, 655 (1963).
26. А. И. Наумов, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 6, 848 (1963).
27. W. M. Sinton, J. Opt. Soc. Am. 45, 975 (1955).
28. А. Г. Кисляков, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 4, 433, (1961).
29. А. Г. Кисляков, А. Е. Саломонович, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 6(3), 431 (1963).
30. А. Г. Кисляков, В. М. Плечков, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 7, № 1 (1964).
31. R. J. Coates, Astrophys. J. 133, 723 (1958).
32. А. Е. Саломонович, Астрон. ж. 35, 129 (1958).
33. J. E. Gibson, Proc. IRE 46, 280 (1958).
34. М. Р. Зелинская, В. С. Троицкий, Л. Н. Федосеев, Астрон. ж. 36, 643 (1959).
35. С. А. Каменская, Б. И. Семенов, В. С. Троицкий, В. М. Плечков, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 5, 882 (1962).
36. См. 35.
37. К. М. Стрежнева, В. С. Троицкий, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 4, 600 (1961).
38. Л. Н. Бондарь, М. Р. Зелинская, В. А. Порфирьев, К. М. Стрежнева, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 5, 802 (1962).
39. W. I. Medd, N. W. Broten, Planet — Space Sci. 5, 307 (1961).
40. В. Д. Кротиков, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 5, 604 (1962).
41. Н. Л. Кайдановский, М. Т. Турсубеков, С. Э. Хайкин, Труды 5-го Совещания по вопросам космогонии (1956).
42. К. Асабана, Proc. Jap. Acad. 31, 161 (1955).
43. J. P. Castelly, C. P. Ferioli, J. Aarons, Astron. J. 65, 485 (1961).
44. R. M. Slonaker, The Solar System, v. 3, Univ. Chicago, 1961.
45. J. A. Waak, Astron. J. 66, 298 (1961).
46. P. G. Messger, H. Strassl, Veröffentlichungen der Universität Sternwarte zu Bonn, № 59, 87 (1960).
47. P. G. Messger, H. Strasse, Planet — Space Sci. 1, 213 (1959).
48. R. D. Davies, R. C. Jennisson, Observatory 80, 74 (1960).
49. G. Westerhout, Bull. Astron. Inst. Neth. 14, 215 (1958).
50. В. А. Разин, В. Т. Федоров, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 6, № 5 (1963).
51. J. F. Dennisse, E. de Roux, не опубликовано, см. 54.
52. В. Д. Кротиков, В. А. Порфирьев, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 6, 245 (1963).
53. В. Д. Кротиков, Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика) 6, № 6 (1963).
54. S. L. Seeger, G. Westerhout, R. G. Conway, Astrophys. J. 126, 585 (1957).
55. T. Gold, Month. Not. Roy. Astron. Soc. 115, 585 (1955).
56. «Луна», М., Физматгиз, 1960.
57. Н. Н. Сытинская, Астрон. ж. 36, 315 (1959).
58. E. Pettit, Astrophys. J. 91, 408 (1940).
59. J. C. Jaeger, A. F. A. Harper, Nature 166, 1026 (1950).
60. R. H. Garstang, Journ. Brit. Astron. Associat. 68, № 4, 155 (1958).
61. A. Giraud, Astrophys. J. 135, 175 (1962).

62. J. E. Gibson, *Astrophys. J.* 133, 1072 (1961).
 63. В. Д. Кротиков, В. С. Троицкий, *Астрон. журн.* 40, № 5 (1963).
 64. P. Epstein, *Phys. Rev.* 33, 269 (1929).
 65. M. Smoluchowski, *Bull. Acad. Sci. Cracovi A*, 548 (1911).
 66. W. M. Sinton, *Physics and Astronomy of the Moon*, Acad. Press, New York — London, 1962.
 67. В. Д. Кротиков, В. С. Троицкий, *Астрон. ж.* 40, 158 (1963).
 68. В. С. Троицкий, *Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика)* 5, 855 (1962).
 69. В. Д. Кротиков, *Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика)* 5, 1057 (1962).
 70. В. С. Троицкий, Н. М. Цейтлин, *Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика)* 3, 1127 (1960).
 71. Н. С. Соболева, *Астрон. ж.* 39, 1124 (1962).
 72. В. С. Троицкий, *Астрон. ж.* 38, 1001 (1961).
 73. Н. П. Барабашев, А. Т. Чекирда, *Изв. Комм. по физ. планет*, № 1, 5 (1959).
 74. W. E. Fensler, E. F. Kott, A. Olte, K. M. Siegel, *IAU Symposium Acad. Press, New York — London*, 1962, стр. 14.
 75. A. Olte, K. M. Siegel, *Astrophys. J.* 133, 706 (1961).
 76. А. Г. Кисляков, Б. Я. Лосовский, А. Е. Саломонович, *Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика)* 6 (1), 192 (1963).
 77. R. M. Slonaker, *The Solar System, III, Planets and Satellites*, Univ. Chicago Press, 1962.
 78. J. G. Jaeger, *Nature* 183, 1316 (1959).
 79. Б. Ю. Левин, С. В. Маева, *ДАН СССР* 133, 44 (1960).
 80. G. J. F. McDonald, *J. Geoph. Res.* 64, 1967 (1959).
 81. Н. Л. Кайдановский, В. Н. Исханова, В. Н. Апушинский, О. Н. Шиврис, *Изв. высш. уч. зав. (Радиофизика)*, 4, 428 (1961).
 82. J. H. Fremlin, *Nature* 183, 239 (1959).
 83. J. M. Saari, R. W. Shorthill, *Boeing Sci. Res. Lab.*, July, 1962.
 84. R. W. Munsey, *Nature* 181, 1458 (1958).
-

