

к-14038
П258776

Р

МИНИСТЕРСТВО
ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ УССР

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 52

СЕРИЯ АСТРОНОМИЧЕСКАЯ

ВЫПУСК 5

ИЗДАТЕЛЬСТВО ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

68 коп.

V.N. Karazin Kharkiv National University



00288872

5

МИНИСТЕРСТВО
ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ УССР

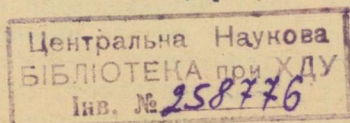
ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 52

СЕРИЯ АСТРОНОМИЧЕСКАЯ

ВЫПУСК 5

K-14038



ИЗДАТЕЛЬСТВО
ХАРЬКОВСКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА имени А. М. ГОРЬКОГО
Харьков 1970

Редакционная коллегия:

Акад. АН УССР Н. П. Барабашов (ответственный редактор),
доц. К. Н. Кузьменко (секретарь), доц. В. И. Езерский, доц.
В. Х. Плужников, канд. физ-матем. наук А. Т. Чекирда.

ОБ ОТРАЖЕНИИ СВЕТА ОТ ПОВЕРХНОСТЕЙ РАЗЛИЧНОЙ ШЕРОХОВАТОСТИ

Н. П. Барабашов

Чрезвычайно важно знать, что вызывает большое различие в распределении яркости по дискам Луны и Марса.

Полученные нами данные о распределении яркости [1, 2] в пределах от $r = 0$ до $r = 0,866$, где r — расстояние от центра диска Луны или Марса, выраженное в единицах их радиусов, представлены в табл. 1.

Таблица 1

	B_{\odot}	$B_{\text{☾}}$	$B_{\text{☾}}$
r	Материки	Моря	Материки
0,000	1,000	1,000	1,000
0,942	0,900	0,990	0,970
0,643	0,744	0,990	0,950
0,866	0,540	0,970	0,990

Как показали наблюдения с Земли [3], а также панорамы, переданные с Луны, лунная поверхность покрыта или чрезвычайно пористым губкообразным слоем с очень тонкими, но непрозрачными стенками, разделяющими поры, или остроконечными, тесно прилегающими друг к другу непрозрачными отдельностями, состоящими из сильно раздробленных пород, не обладающих зеркальными свойствами. Эти отдельности, значительно превышающие длину световой волны (2—6 мм), вместе с покрывающими их еще более мелкими неровностями микро-рельефа преобразовывают косинусоиду, соответствующую ортотропной поверхности, в почти параллельную оси абсцисс линию. Нами было показано, что для представления всех особенностей закона отражения света от лунной поверхности одной референц-поверхности недостаточно, а необходимо по крайней мере две [4, 5]: одна должна быть с неровностями порядка сантиметров или миллиметров и другая со значительно меньшими *. Можно показать также, что если неровности, составляющие шероховатую поверхность, значительно превышают длину световой волны, то одно лишь их обкатывание или сглаживание (уничтожение острых углов) не может превратить кривую, справедливую для лунной поверхности, в похожую на марсианскую. Рассмотрим распределение

* Представить распределение яркости только в полнолуние ($i = \varphi$, $\alpha = 0$) можно более или менее удовлетворительно с одной референц-поверхностью.

яркости на поверхности с малым альбедо, покрытой соприкасающимися геометрическими формами (см. табл. 2 и рис. 1).

В первом столбце табл. 2 — $i = \epsilon$, во втором — распределение яркости на плоской поверхности, покрытой параллельными пирамидаль-

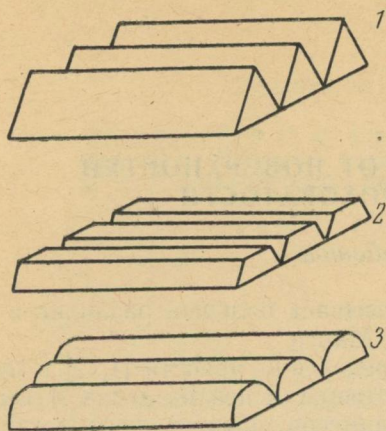


Рис. 1. Пирамидальные валы неусеченные (1) и усеченные (2), лежащие полуцилиндры (3).

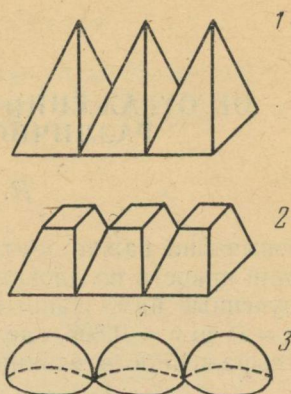


Рис. 2. Соприкасающиеся неусеченные пирамиды (1) и усеченные (2), полушары (3).

ными валами с боковыми гранями, наклоненными к поверхности под углом 76° , в третьем — то же для пирамидальных валов, усеченных плоскостью, параллельной основанию на половине высоты валов, в четвертом — то же для полуцилиндров, лежащих вплотную один к другому на плоскости и обращенных выпуклостью вверх. Диаметр цилиндра равен ширине основания пирамидальных валов. В таблице дается фактор гладкости q , определенный по способу наименьших квадратов. В пятом столбце дается распределение, соответствующее лунному, а в шестом — распределение, полученное нами для Марса.

Таблица 2

$i = \epsilon$	Валы		Полуцилиндры	ζ	δ
1	2	3	4	5	6
0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
10	1,454	1,080	1,013	0,995	0,950
20	2,314	1,207	1,038	0,990	0,900
30	2,872	1,257	1,060	0,990	0,822
40	3,306	1,280	1,072	0,990	0,744
50	3,714	1,241	1,057	0,980	0,642
60	3,975	1,176	1,000	0,970	0,540
q	-2,66	-0,41	-0,07	0,05	0,96

Распределение яркости на плоскости, покрытой лежащими и соприкасающимися полуцилиндрическими валами, обращенными выпуклостью в сторону, противоположную плоскости, на которой они расположены, вычислялось по формуле

$$B = \frac{\theta}{2\cos i} \left\{ \frac{\pi}{4} - \frac{\alpha}{2} - \frac{1}{4} \sin 2\alpha \right\}; \quad \sin \alpha = 1 - \frac{2}{\theta} \cos i; \quad \theta = \frac{R}{D},$$

где R — радиус цилиндра, а D — половина расстояния между цилиндрами. Если цилиндры соприкасаются, то $\Theta = 1$.

Для любых расстояний между центрами цилиндров

$$B = \cos i + \frac{\theta}{2} \left\{ \frac{\pi - i}{2 \cos i} + \frac{\sin i}{2} - 1 - \cos i \right\},$$

если

$$\cos i \geq \frac{\theta}{2 - \theta},$$

и

$$B = \frac{\theta}{2 \cos i} \left\{ \frac{\pi}{4} - \frac{\alpha}{2} - \frac{1}{4} \sin 2\alpha \right\}, \text{ если } \cos i \leq \frac{\theta}{2 - \theta}.$$

Для случая $i = \varepsilon$ и $i + \varepsilon = \alpha$

$$B = \frac{\theta}{4 \cos i} [(\pi - 2i) \cos 2i + \sin 2i] + \frac{\cos i}{2}, \text{ если } i < \arccos \theta$$

и

$$B = \frac{\theta}{4 \cos i} [(\pi - 2i) \cos 2i + \sin 2i], \text{ если } i > \arccos \theta.$$

Из табл. 2 видно, что при обкатке, стесывании остроконечностей q заметно возрастает, но даже в предельном случае полуцилиндров оно близко к нулю и распределение яркости представляет собой почти прямую линию, что совершенно не соответствует наблюдающемуся на диске Марса при $i = \varepsilon$ и $\alpha = 0$.

Рассмотрим случай, когда вместо пирамидальных валов взяты отдельные, но тоже соприкасающиеся основаниями четырехгранные пирамиды с теми же углами у основания, а вместо полуцилиндров — выпуклые полушары. Данные о распределении яркости приведены в табл. 3.

Таблица 3

$i = \varepsilon$	Пирамиды	Усеченные пирамиды	Полушары	☾	♂
1	2	3	4	5	6
0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
10	1,234	1,088	0,990	0,995	0,950
20	1,628	1,226	0,980	0,990	0,900
30	1,867	1,287	0,956	0,990	0,822
40	2,053	1,308	0,935	0,990	0,744
50	2,1777	1,287	0,900	0,980	0,642
60	2,235	1,296	0,857	0,970	0,540
q	-1,57	-0,53	+0,233	+0,05	+0,66

В первом столбце $i = \varepsilon$, во втором — распределение яркости на плоскости, покрытой соприкасающимися пирамидами. Основания пирамид — квадраты, угол при вершине $\alpha = 14^\circ$, все четыре плоскости граней пирамид наклонены к горизонтальной плоскости под углом 76° . В третьем столбце — распределение яркости для таких же пирамид, но усеченных плоскостями, проходящими через середину высоты, в четвертом — то же для плоскости, покрытой выпуклыми соприкасающимися полушариями (см. также рис. 2).

Табл. 3 позволяет заключить, что при максимально возможной предельной обкатке, т. е. в случае полушаров, отражающих по закону Лам-

берта, нельзя получить распределение яркости, близкое к тому, которое наблюдается у Марса. Заметно отличается оно и от лунного.

Индикатометрические измерения поверхности, сплошь покрытой соприкасающимися выпуклыми полусферами, поверхность которых покрыта окисью железа, дают следующее распределение яркости (табл. 4).

Таблица 4

$i = \varepsilon$ $\alpha = 0$	B
0	1,000
10	1,000
20	1,000
30	0,980
40	0,926
50	0,872
60	0,787

Приведенное распределение яркости также не соответствует ни лунному, ни марсианскому.

Покажем дальше, что если плоскую поверхность с малым альбедо, отражающую по закону Ламберта, покрыть вертикальными, параллельными друг другу прямоугольными бороздами, то можно, подбирая соответствующие параметры борозд, получить значение q , значительно меньшее единицы, но не достигающее нуля, и распределение яркости, сильно отличающееся от лунного. Распределение яркости, полученное нами для прямоугольных борозд, приведено в табл. 5.

Таблица 5

$i = \varepsilon$	0	0,5	1,0	1,5
0	1,000	1,000	1,000	1,000
10	0,985	0,961	0,938	0,916
20	0,940	0,871	0,834	0,831
30	0,866	0,831	0,796	0,761
40	0,766	0,744	0,721	0,698
50	0,643	0,667	0,693	0,711
60	0,500	0,602	0,711	0,726
q	1,000	0,84	0,68	0,38

Вычисления велись по следующим формулам для случая $i = \varepsilon$ и $\alpha = 0$:

$$B = \cos i + \frac{b \sin \varepsilon}{m + a} (\operatorname{tg} \varepsilon - 1), \text{ если } \varepsilon \leq \operatorname{arctg} \frac{a}{b}, \quad (1)$$

$$B = \frac{m + a \operatorname{tg} \varepsilon}{m + a} \cos i, \text{ если } \varepsilon > \operatorname{arctg} \frac{a}{b}.$$

Здесь m — расстояние между бороздами; a и b — их ширина и глубина.

Табл. 5 составлена для $m = 1$, $a = 2$.

Из табл. 5 заключаем, что с увеличением глубины борозд кривая распределения яркости все более выравнивается. При еще большем увеличении b ($m = 1$, $a = 2$) повышение яркости у $i = \varepsilon = 60^\circ$ прекращается,

и она остается постоянной. Это происходит тогда, когда при данном угле $i = \epsilon$ перестает освещаться дно борозды. Таким образом подтверждается, что с помощью одного лишь углубления борозд (при одной референц-поверхности) нельзя ламбертовское распределение яркости превратить



Рис. 3. Профиль кратерного образования.

с достаточной точностью в лунное. Углубление борозд делает распределение яркости все менее похожим на ламбертовское. Можно показать также, что если поверхность, отражающая по закону Ламберта, состоит из пологих пирамидальных валов, то еще при углах α у вершин валов, равных $7-10^\circ$, q мало отличается от единицы (табл. 6).

Таблица 6

$i = \epsilon$	ζ	σ	5°	15°	25°	35°	45°	60°	75°
0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
20	0,990	0,900	0,941	0,948	0,967	1,001	1,064	1,312	2,216
40	0,990	0,744	0,770	0,805	0,884	1,031	1,305	1,880	3,162
60	0,970	0,540	0,512	0,766	0,827	1,106	1,366	2,000	3,587
q	0,05	0,96	0,97	0,45	0,30	-0,14	-0,53	-1,20	-2,21

Из табл. 6 видно, что при наклоне плоскостей к горизонтальной до 5° q еще близко к единице, но уже при 15° становится близким к 0,5.

При $\alpha = 30^\circ$ кривая из ламбертовской превращается в близкую к прямой, параллельной оси абсцисс.

Таким образом, пологие холмы, у которых длина основания в шестнадцать раз превышает высоту, мало изменяют распределение яркости, если оно соответствует закону Ламберта или близкому к нему, как в случае Марса. Макрорельеф, образованный кратерами средних размеров, влияет значительно меньше на распределение яркости по диску планеты, чем неровности микрорельефа. Это, конечно, справедливо и для кратеров, открытых на Марсе.

Рассмотрим поверхность, имеющую малые альбедо и покрытую кратерными образованиями, состоящими из двух треугольных валов с бороздой, имеющей наклонные стенки между ними. Нормальное сечение этих образований такое же, как и у типичных лунных кратеров (рис. 3). Такое сечение имеет следующие параметры:

- 1) расстояние между вершинами обоих валов 6,029;
- 2) расстояние между стенками валов на уровне поверхности 5,000;
- 3) расстояние между стенками кратера на его дне 0,711;
- 4) расстояние от вершины вала до поверхности 0,240;
- 5) расстояние от вершины вала до дна кратера 1,240;
- 6) угол между поверхностью и более длинной стороной вала 7° ;
- 7) угол между поверхностью и менее длинной стороной вала 25° .

В табл. 7 в первом столбце $i = \epsilon$, во втором — распределение яркости на поверхности, отражающей свет по закону Ламберта и покрытой опи-

$i = \varepsilon \backslash d$	0	1	2	3	4	5	6	8
0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
10	0,988	0,987	0,986	0,9 6	0,986	0,986	0,986	0,985
20	0,954	0,949	0,947	0,945	0,944	0,944	0,943	0,942
30	0,900	0,888	0,882	0,879	0,877	0,875	0,874	0,872
40	0,830	0,808	0,797	0,791	0,786	0,784	0,781	0,778
50	0,750	0,713	0,695	0,684	0,677	0,672	0,668	0,663
60	0,676	0,615	0,586	0,586	0,557	0,548	0,542	0,534
q	0,60	0,73	0,79	0,83	0,86	0,88	0,90	0,92

санными выше кратерными образованиями, когда они соприкасаются. В третьем — распределение, когда расстояние между краями кратерных образований на поверхности равно половине ширины этого образования. Эта половина, равная 4,969, принята в табл. 7 за единицу и обозначена d . В четвертом и следующих столбцах дается распределение 2,3 и т. д. до 40 указанных выше единиц.

В табл. 8 приведено распределение яркости на поверхности, отражающей свет по закону Ламберта и покрытой полусферическими углублениями для случая $i = \varepsilon$ и $\alpha = 0$.

Вычисления велись по формуле

$$B = \Gamma \left\{ \frac{1}{4} (4 - \theta^2 \pi) \cos \varepsilon + \frac{1}{3} \theta^2 \sec \varepsilon \left[\left(\frac{\pi}{2} - \varepsilon \right) + \frac{1}{4} \sin 4\varepsilon \cos 2\varepsilon + \frac{1}{2} \sin^2 2\varepsilon \right] \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\Gamma = \text{const}$, а $\theta = \frac{R}{D}$, где R — радиус полусферы, а D — половина расстояния между центрами двух соседних полусфер.

Из табл. 7 следует, что при расстоянии, превышающем $d = 1,0$, распределение яркости на покрытой такими кратерными образованиями поверхности близко к наблюдаемому на диске Марса при $i = \varepsilon$ и только при $d < 1,0$ оно значительно от него отличается.

Из табл. 8 видно, что для Марса, у которого $0,74 \leq q \leq 0,986$, $0,1 \leq \theta \leq 0,5$. Следовательно, если расстояние между ближайшими краями полусфер вдвое больше их диаметра, распределение яркости будет

Таблица 8

$i = \varepsilon \backslash \theta$	1,0	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2	0,1	ζ	σ
0	1,00	1,00	1,00	1,000	1,00	1,00	1,00	1,00	1,000	1,00	1,00	1,00
10	1,005	1,000	0,938	0,992	0,989	0,989	0,987	0,986	0,985	0,985	0,995	0,950
20	1,015	0,996	0,926	0,970	0,961	0,954	0,948	0,944	0,941	0,941	0,990	0,900
30	1,024	0,986	0,900	0,931	0,911	0,897	0,884	0,877	0,871	0,868	0,990	0,822
40	1,027	0,964	0,865	0,873	0,842	0,817	0,798	0,783	0,774	0,764	0,990	0,744
50	1,023	0,931	0,869	0,790	0,753	0,718	0,689	0,669	0,653	0,646	0,980	0,642
60	1,010	0,886	0,744	0,711	0,615	0,600	0,562	0,535	0,515	0,504	0,970	0,540
q	-0,034	+0,164	+0,459	0,500	0,678	0,740	0,836	0,904	0,945	0,986	0,050	0,960

оставаться близким к полученному нами для Марса. Чтобы оно было похожем на лунное при $i = \varepsilon$ и $\alpha = 0$, нужно положить $\theta = 0,95$ и $D = 1,05$, т. е. чтобы полусферы почти соприкасались.

Таблица 7

10	12	16	20	25	30	35	40	ζ	σ
1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
0,985	0,985	0,985	0,985	0,985	0,985	0,985	0,985	0,995	0,950
0,942	0,942	0,941	0,941	0,941	0,940	0,940	0,940	0,990	0,900
0,871	0,871	0,870	0,869	0,868	0,868	0,868	0,868	0,990	0,822
0,776	0,775	0,773	0,772	0,770	0,770	0,769	0,769	0,990	0,744
0,660	0,657	0,654	0,652	0,650	0,649	0,648	0,648	0,980	0,642
0,528	0,524	0,519	0,515	0,512	0,510	0,509	0,508	0,970	0,540
0,93	0,94	0,95	0,96	0,97	0,97	0,98	0,98	0,05	0,96

На поверхности, отражающей по закону Ламберта и покрытой бесконечно глубокими цилиндрическими углублениями, распределение яркости в случае $i = \epsilon$, $\alpha = 0$ вычислялось нами по формуле

$$B = \Gamma \left\{ \frac{1}{4} (4 - \theta^2 \pi) \cos \epsilon + \frac{2}{3} \theta^2 \sin \epsilon \right\},$$

где $\Gamma = \text{const}$, R — радиус цилиндра, D — половина расстояния между центрами ближайших цилиндров.

Здесь ближе всего к Луне подходит распределение, соответствующее $\theta = 0,7$.

Что касается Марса, то для него θ должно заключаться в пределах $0,1 \leq \theta \leq 0,4$, т. е. расстояние между стенками цилиндров должно быть больше трех радиусов цилиндров.

Для случая, когда цилиндры имеют дно и $\alpha = 0$, мы применили формулу

$$B = \Gamma \left\{ \left[1 - \frac{\pi R^2}{4} + \frac{S(h)}{2} \right] \cos \epsilon + R^2 \sin \epsilon \left[\frac{2}{3} - \sin a + \frac{1}{3} \sin^3 a + \frac{H}{2R} \left(\frac{\alpha}{2} \frac{\sin 2\alpha}{4} \right) \right] \right\}. \quad (3)$$

$$\text{Здесь } h = R - \frac{H \operatorname{tg} \epsilon}{2}, \quad a = \arccos \frac{H \operatorname{tg} \epsilon}{2R}; \quad H < \frac{2R}{\operatorname{tg} \epsilon}.$$

Если же $i + \epsilon = \alpha$, $i = \epsilon$, $\alpha = 0$, $H > \frac{2R}{\operatorname{tg} \epsilon}$, то

$$B = B_0 \left[1 - \frac{\pi R^2}{4} + \frac{S(h)}{2} \right] \cos i,$$

$$h = R - \frac{1}{2} H (\operatorname{tg} i + \operatorname{tg} \epsilon), \quad \frac{1}{2} H (\operatorname{tg} i + \operatorname{tg} \epsilon) < R,$$

$h = 0$, $\frac{1}{2} H (\operatorname{tg} i + \operatorname{tg} \epsilon) > R$, $S(h)$ — площадь соответствующего сегмента.

Для $i = \epsilon$, $\alpha = 0$ и $H = 1,5$ имеем распределение, которое больше всего подходит к Луне, когда цилиндры соприкасаются.

Ясно, что при дроблении непрозрачных зерен соответствующих субстанций ламбертовское распределение яркости можно получить, когда их размер станет близким к длине световой волны и затенение и экранирование одних неровностей другими станет достаточно малым. Если же

зерна частично или полностью прозрачны, то кривую, близкую к ламбертовской, можно получить и при неровностях большего размера.

Влияние обкатки, а также уменьшения размера неровностей, когда они еще значительно превышают длину световой волны, может быть про-

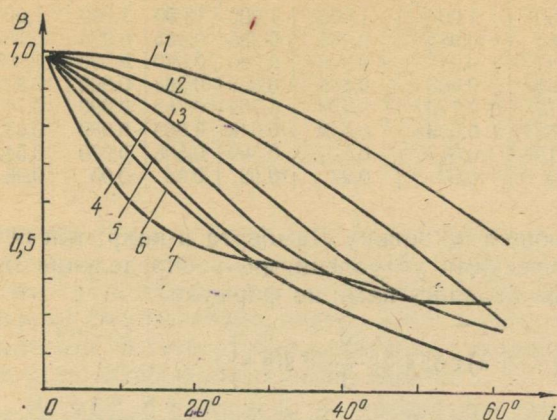


Рис. 4. Изменение яркости поверхности, покрытой прямоугольными бороздами:
1 — $h = 0$; 2 — $h = 0,25$; 3 — $h = 0,50$; 4 — $h = 0,75$; 5 — $h = 1,00$; 7 — $h = 2,00$; 6 — Море.

в вогнутую, причем у нее появляется характерный «нос» — эффект фазы, так хорошо заметный у Луны. Вогнутость начинает появляться при $i = \epsilon = 40^\circ$ и постепенно перемещается в сторону меньших $i = \epsilon$.

В табл. 9 и на рис. 4 представлено изменение яркости поверхности, покрытой прямоугольными бороздами для $i = \epsilon$ и $i + \epsilon = \alpha$ ($m = a = 1$).

Таблица 9

$h=b$	0	0,25	0,50	0,75	1,00	2,00	Море Луны
$i = \epsilon$							
0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
10	0,985	0,942	0,898	0,855	0,812	0,632	0,75
20	0,940	0,854	0,770	0,683	0,596	0,470	0,57
30	0,866	0,741	0,616	0,492	0,433	0,433	0,40
40	0,766	0,605	0,444	0,383	0,383	0,383	0,31
50	0,643	0,451	0,322	0,322	0,322	0,322	0,21
60	0,500	0,284	0,250	0,322	0,250	0,250	0,15

Перейдем теперь к результатам наших индикатометрических измерений искусственно созданных образцов.

Рассмотрим сначала распределение яркости при $i = \epsilon$ и $\alpha = 0$ на поверхностях образцов, изготовленных из глины, т. е. имеющих две референц-поверхности. Эти измерения даны в табл. 10.

В первом столбце — $i = \epsilon$, во втором — распределение яркости на (1) поверхности глиняной плоской пластинки, полученной из мокрой тщательно приглаженной и затем высушенной до полного затвердевания глины. Затем измерения производились на поверхностях, покрытых (2) соприкасающимися треугольными пирамидальными валами с шириной основания равной 5 мм и углами у основания по 45° , (3) выпуклыми соприкасающимися полуцилиндрическими валами с диаметром в 10 мм, (4)

Таблица 10

$\alpha = 0^\circ$ $i = \epsilon$	1	2	3	4	5	6	7	ζ	δ
0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
10	0,990	1,004	1,003	0,995	1,000	0,985	0,995	0,995	0,950
20	0,961	1,032	1,013	0,983	0,998	0,969	0,975	0,990	0,900
30	0,905	1,064	1,023	0,950	0,986	0,929	0,953	0,990	0,822
40	0,840	1,010	1,020	0,912	0,969	0,881	0,942	0,990	0,744
50	0,758	1,002	1,011	0,880	—	0,824	0,900	0,980	0,642
60	0,668	1,001	—	0,815	—	0,749	0,857	0,970	0,540
q	0,58	-0,02	-0,05	0,30	0,11	0,43	0,23	0,05	0,96

полусферическими углублениями диаметром в 4,5 мм и расстоянием между полусферами 10 мм, расположенными в шахматном порядке, (5) коническими углублениями диаметром в 4,5 мм и углом при вершине 45° , (6) цилиндрическими углублениями диаметром 4,0 мм и глубиной $h = 3,2$ мм. Расстояние между цилиндрами 10 мм, расположены они тоже в шахматном порядке, (7) такими же и так же расположенными углублениями, но глубиной 6,1 мм.

Мы видим, что поверхность измеренных образцов, кроме плоской глянцовой пластинки, ближе подходит к Луне, чем к Марсу.

В табл. 11 приводим индикатометрические измерения раздробленных субстанций. В первом столбце дается $i = \epsilon$, а в следующих — распре-

Таблица 11

$i = \epsilon$	2	3	4	5	6	7	8	9	10	ζ	δ
0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
10	0,998	1,003	1,009	0,999	0,996	1,001	1,009	1,000	0,993	0,995	0,950
20	0,999	0,990	1,005	1,000	0,994	0,996	0,998	1,004	0,993	0,990	0,900
30	0,975	0,964	0,998	0,999	0,991	0,990	0,998	0,999	0,989	0,990	0,822
40	0,957	0,924	0,987	0,990	0,987	0,977	0,979	0,991	0,987	0,990	0,744
50	0,917	0,866	0,973	0,984	0,969	0,965	0,961	0,980	0,975	0,980	0,642
60	0,802	0,798	0,945	0,976	0,958	0,952	0,911	0,965	0,936	0,970	0,540
q	0,27	0,32	0,07	0,03	0,06	0,07	0,11	0,05	0,08	0,05	0,96

ление яркости на поверхностях таких дробленных субстанций: во втором — арктического туфа с зернами, меньшими 0,5 мм; в третьем — того же образца, но с несколько сглаженной поверхностью; в четвертом — туфа с зернами, большими одного миллиметра; в пятом и шестом — гетита-гематита (Урал-Байкал) с зернами, меньшими 0,5 мм и большими 1,0 мм; в седьмом и восьмом — гематита (Кривой Рог) с зернами такого же размера; в девятом и десятом — гетита (Курская магнитная аномалия) с зернами, меньшими 0,5 и большими 1,0 мм.

Из табл. 11 видно, что наибольшее падение яркости к краю наблюдается у арктического туфа с зернами, меньшими 0,5 мм и со сглаженной поверхностью. Несколько меньшее падение у такого же образца, но с несглаженной поверхностью, однако у обоих этих образцов падение яркости к краю значительно медленнее, чем у Марса, и быстрее, чем у Луны. Остальные образцы довольно близко подходят к Луне.

Интересные заключения можно сделать, рассматривая зависимость яркости от угла падения i для дробленного туфа с различной величиной зерен, когда $\epsilon = 0$ (табл. 12).

На рис. 5 приведены кривые для Луны и образцов с зернами 0,01; 0,5; 1,0 и 5,0 мм. График наглядно показывает, как изменяется форма кривой при переходе к образцам с более крупными зернами.

Таблица 12

i	0,01	0,1	0,5	1,0	2,0	5,0	ϵ	Ламберт
0	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
10	0,80	0,80	0,78	0,78	0,79	0,78	0,75	0,98
20	0,73	0,72	0,66	0,65	0,68	0,65	0,60	0,94
30	0,65	0,63	0,60	0,57	0,58	0,52	0,48	0,87
40	0,59	0,56	0,52	0,49	0,47	0,42	0,39	0,77
50	0,50	0,45	0,40	0,39	0,37	0,36	0,32	0,64
60	0,38	0,35	0,30	0,30	0,28	0,27	0,25	0,50
70	—	0,25	0,20	0,20	0,20	0,20	0,18	0,34
80	—	0,15	0,10	0,11	0,10	0,14	0,12	0,17

На графике рис. 6 даны кривые для зерен 2,0 и 5,0 мм, а также для Луны. Здесь уже замечен характерный для Луны изгиб кривой.

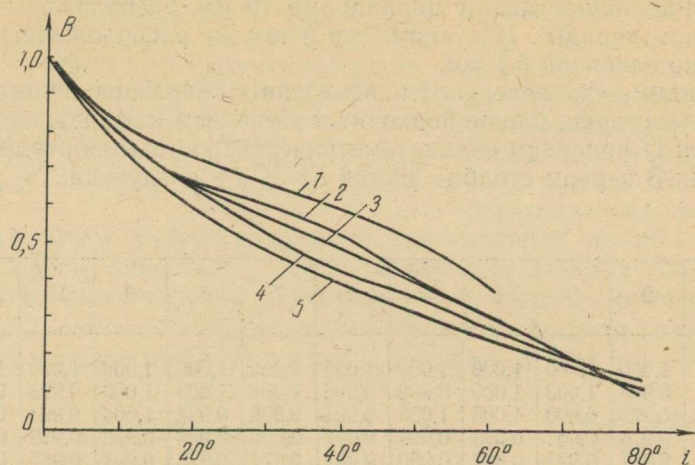


Рис. 5. Кривые яркости ($i = \epsilon$) Луны и дробленых образцов:
1 — 0,01 мм; 2 — 0,5 мм; 3 — 1,0 мм; 4 — 5,0 мм;
5 — Луна.

Из изложенного можем сделать вывод, что одно сглаживание и дробление до зерен, еще значительно превышающих по размерам длину световой волны, не может изменить закон отражения света от шероховатой поверхности настолько, чтобы он стал более или менее близким к ламбертовскому или марсианскому.

Теперь попробуем составить представление о распределении яркости на диске планеты, увязав его с фазовой кривой.

Известно, что обобщенный Н. Н. Сытинской закон Ламберта $B = \Gamma_0 \cos^q i$, где q — фактор гладкости, может применяться только тогда, когда угол фазы планеты равен нулю.

Известно также, что по одному лишь распределению яркости на диске планеты вблизи $\alpha = 0^\circ$ нельзя представить ее фазовую кривую.

Обратно, по части фазовой кривой очень трудно, а иногда и невозможно составить представление о распределении яркости на диске планеты при различных фазах и, в частности, при $\alpha = 0^\circ$.

Рассмотрим фазовые кривые законов Ламберта и Ломмеля — Зеелигера в интервале фаз $\alpha = 0^\circ$, $\alpha = 45^\circ$ (табл. 13).

Таблица 13

α	Ламберт	Ломмель—Зеелигер	Δm
0°	$0^m,000$	$0^m,000$	$0^m,000$
10	0,018	0,026	-0,008
20	0,063	0,084	-0,021
30	0,138	0,164	-0,026
45	0,306	0,321	-0,015

Таким образом, по наблюдающемуся у Марса участку фазовой кривой нельзя даже сказать, как распределяется яркость на его диске при

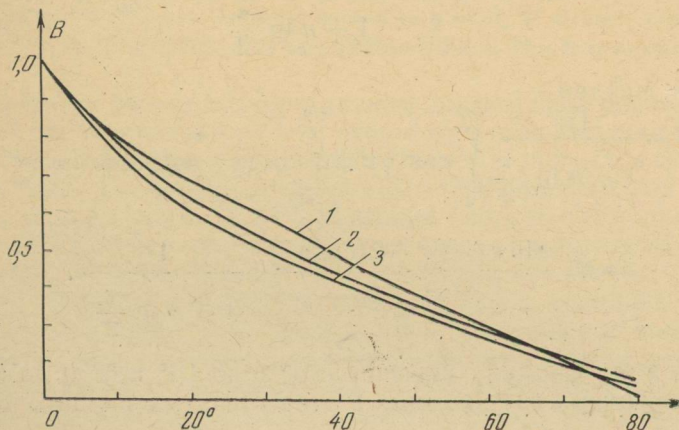


Рис. 6. Кривые изменения яркости ($i = \epsilon$) Луны и дробленых образцов:

1 — 2,0 мм; 2 — 5,0 мм; 3 — Луна.

$\alpha = 0^\circ$, — падает ли она к краям по закону косинуса или остается постоянной по всему диску, как это должно быть согласно закону Ломмеля—Зеелигера. Об этом говорят малые разности Δm , представляющие разности звездных величин Ламберта—Ломмеля—Зеелигера. Рассмотрим закон:

$B = \cos i \frac{1}{1 + n \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}}$. Он обладает той особенностью, что

при $\alpha = 0^\circ$ яркость падает от центра к краю диска по косинусу, но фазовые кривые, а следовательно, и фазовые интегралы могут сильно различаться в зависимости от тех значений, которые принимает n [5].

Воспользуемся этим выражением и применим его к шероховатым поверхностям. Возьмем гладкую поверхность, покрытую параллельными друг другу и перпендикулярными к лучу зрения и к лучу падающего света бороздами с отвесными стенками и имеющими дно. Обозначим ширину борозд через a , глубину их через b , а расстояние между ними через m . Тогда можно показать, что n , фигурирующее в нашей формуле, приближенно равно $n = \frac{2b}{a + m}$. Количество света, отраженное элементом поверхности ds , отражающей при $\alpha = 0^\circ$ по закону Ламберта, может быть представлено так:

$$dQ = \frac{\Gamma ds \cos i \cos \epsilon}{1 + n \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}}.$$

Здесь Γ — постоянное, ds — величина элемента поверхности, α — угол фазы и $n = \frac{2b}{a+m}$.

Подставляя

$$ds = r^2 \cos \psi d\psi d\omega, \cos i = \cos \psi \cos(\omega - \alpha)$$

и

$$\cos \varepsilon = \cos \psi \cos \omega,$$

где i и ε — углы падения и отражения света, а ψ и ω — фотометрическая планетоцентрическая широта и долгота элемента ds , получим

$$dQ = \frac{\Gamma r^2 \cos^3 \psi d\psi \cos(\alpha - \omega) \cos \omega d\omega}{1 + n \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}}.$$

Интегрируя, найдем

$$Q = \frac{\Gamma r^2}{1 + n \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}} \int_0^{\pi/2} \cos^3 \psi d\psi \int_{\alpha-\pi/2}^{\pi/2} \cos(\alpha - \omega) \cos \omega d\omega =$$

$$= Q_0 \frac{\sin \alpha + (\pi - \alpha) \cos \alpha}{\pi} \cdot \frac{1}{1 + n \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}}.$$

Подставляя в эту формулу значения α от 0 до 45°, n от 0 до 5, найдем ряд фазовых кривых, выраженных в относительных звездных величинах (табл. 14).

Таблица 14

$\alpha \backslash n$	0	+1	+2	+3	+4	+5	σ_1	σ_2	ζ	η
0°	0 ^m ,000	0 ^m ,000	0 ^m ,000	0 ^m ,000	0 ^m ,000	0 ^m ,000	0 ^m ,000	0 ^m ,000	0 ^m ,000	0 ^m ,000
10	0,018	0,110	0,191	0,269	0,342	0,410	0,110	0,095	0,300	0,335
20	0,063	0,239	0,390	0,523	0,642	0,749	0,220	0,220	0,630	0,670
30	0,138	0,397	0,604	0,778	0,928	1,050	0,330	0,380	0,930	0,940
45	0,306	0,683	0,861	0,133	1,376	1,524	0,490	0,620	1,400	1,340

Из табл. 14 видно, что фазовая кривая Марса соответствует $n \approx 0,5$, а лунная — $n \approx 5$.

Таким образом, на основании изучения приведенных в табл. 14 фазовых кривых следует, что элемент поверхности Марса можно приближенно фотометрически заменить поверхностью, покрытой бороздами, глубина которых в четыре раза меньше суммы расстояния между ними и их ширины. Глубина же борозд лунной поверхности должна быть в два с половиной раза больше суммы расстояний между ними и их ширины. Для того чтобы получить фазовые интегралы, одинаково хорошо сравнимые друг с другом и с фазовыми интегралами Луны и Марса, угол фазы которого при наблюдении с Земли не превосходит 48°, воспользуемся известной формулой $\log q = 0,342 - 20 \gamma$, где γ — фазовый коэффициент, вычисленный линейно для всех тел: Луны, Меркурия, Марса, а также для всех n на участках фазовых кривых, заключенных между значениями $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 45^\circ$,

$$\frac{\sin \alpha + (\pi - \alpha) \cos \alpha}{\pi} \cdot \frac{1}{1 + n \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}}.$$

Эти фазовые интегралы приведены в табл. 15.

Таблица 15

n	0	+1	2	3	4	5	σ_1	σ_2	\mathcal{C}	\mathcal{Q}
Фазовые интегралы	1,614	1,092	0,912	0,692	0,538	0,461	1,318	1,164	0,523	0,557

Два значения σ_1 и σ_2 в табл. 15, как и в предыдущей, соответствуют фазовым интегралам и фазовым кривым, полученным из наблюдений Н. Ибрагимова [6] и М. В. Ирвина [7]. Фазовые интегралы Марса, как нетрудно видеть, попадают между значениями $n = 0$ и $n = 1$, а фазовый интеграл Луны — между $n = 4$ и $n = 5$, т. е. они соответствуют, как и следовало ожидать, тем же значениям n , что и в предыдущих таблицах.

Попытаемся теперь выяснить, каким должно быть расстояние между бороздами, их ширина и глубина, чтобы удовлетворять нашим выводам, сделанным на основании рассмотрения фазовых кривых, и одновременно распределению яркости на диске при $\alpha = 0^\circ$. Применим для вычислений выведенные нами формулы (1). Находим, что наблюдаемому распределению по диску Марса при $\alpha = 0^\circ$ лучше всего удовлетворяют параметры $a = 1$, $b = 1$, $m = 8$ и $n = 0,22$, т. е. и здесь n для Марса, как и в предыдущих таблицах, заключается между нулем и единицей. Расстояние между бороздами для Марса должно быть в восемь раз больше их глубины. Это еще раз говорит о незначительной изрытости и шероховатости марсианской поверхности. Для Луны получаем $a = 1,75$, $b = 2,5$, $m = 0,5$ и $n = 2,2$. Оказывается, что для Луны из распределения яркости в полномолуне n получается почти в два раза меньше, чем из фазовой кривой. Это может быть следствием того, что, как мы и указывали раньше, для представления распределения яркости на лунной поверхности нужна не одна, а, по крайней мере, две референц-поверхности.

Во всяком случае, из приведенного выше следует, что шероховатость поверхности Луны значительно превышает шероховатость поверхности Марса, если составляющий ее материал не прозрачен, так как n у Марса на порядок меньше n , характеризующего с помощью борозд шероховатость Луны.

В табл. 16 приводим наблюдаемые и вычисленные с помощью указанных формул и величин a , b и m распределения яркости по дискам Марса и Луны для $\alpha = 0^\circ$ и $i = \epsilon$.

Таблица 16

$i = \epsilon$	Марс		Луна (материки)	
	(наблюденное)	$n = 0,22$	(наблюденное)	$n = 2,5$
0°	1,000	1,000	1,000	1,000
10	0,950	0,969	0,970	0,923
20	0,900	0,927	0,950	0,847
30	0,822	0,842	0,940	0,770
40	0,744	0,754	0,950	0,897
50	0,642	0,659	0,970	0,972
60	0,540	0,573	0,990	1,043

Рассмотренные модели имеют тот недостаток, что могут представить шероховатость поверхностей лишь в плоскости освещающих их лучей,

т. е. при разности азимутов падающего и отраженного лучей, равной нулю, $\Delta A = 0^\circ$. При других разностях азимутов они не могут быть использованы, так как при $A = 90^\circ$ и $A = 180^\circ$ отношение $\frac{B(60^\circ, 60^\circ, 0^\circ)}{B(60^\circ, 60^\circ, 180^\circ)}$ приблизительно равно двум, а не семи, как это имеет место у Луны. Поэтому для создания модели, приближенно имитирующей шероховатую поверхность при любых разностях азимутов между падающими и отраженными лучами, нужно обратиться к неровностям симметричной формы. Такие неровности позволяют сравнительно просто определять количество отраженного ими света в разных азимутах, а также изготовить такие поверхности, которые обладают фотометрическими свойствами, достаточно близко подходящими к той или иной исследуемой поверхности.

Следует заметить, что предложенный нами метод определения степени шероховатости, являющейся следствием наличия неровностей определенного геометрического профиля с одновременным использованием как распределения яркости по диску Луны или планет при $\alpha = 0^\circ$, так и фазовой кривой, хорош тем, что позволяет хотя и приближенно, но достаточно однозначно определить $\frac{2b}{a+m}$ и m . Если же пользоваться только распределением яркости по диску при $\alpha = 0^\circ$, то однозначного решения, как нетрудно видеть, получить нельзя.

Учитывая все сказанное выше, попробуем представить распределение яркости по дискам Марса и Луны при $\alpha = 0^\circ$ и $i = \varepsilon$ с помощью изготовленной из непрозрачного материала поверхности с малым альбедо, отражающей свет по закону Ламберта и покрытой полусферическими углублениями (2).

В данном случае использованное нами для прямоугольных борозд $n = \frac{2b}{a+m}$ будет соответствовать 0,

$$\frac{2R}{2D} = \frac{R}{D} = 0, \quad a = 2R, \quad m = d = 2D - 2R.$$

Вычисляя, найдем, что для Марса, у которого фактор гладкости заключается между 0,74 и 0,986, $\theta = n$ — в пределах $0,1 \leq \theta \leq 0,5$, т. е. оно близко к значению, найденному раньше. Отсюда следует, что для создания с помощью полусферических углублений модели, близкой по своим отражательным свойствам поверхности Марса, можно на гладкой поверхности с альбедо 0,15—0,20 разместить эти углубления так, чтобы расстояние между их краями было в пределах от $d = 8R$ до $d = 2R$. В этих пределах фактор гладкости изменяется от 0,740 до 0,986. Для Луны при $i = \varepsilon$ и $\alpha = 0^\circ$ нужно, чтобы $\theta = n = 0,95$ и $m = d = 0,11 R$, т. е. чтобы полусферы почти соприкасались. Используя эти данные, получаем табл. 17.

Таблица 17

$i = \varepsilon$	$\theta = 0,1$	$\theta = 0,5$	φ	$\theta = 0,95$	ζ
0°	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
10	0,985	0,989	0,950	1,002	0,995
20	0,941	0,954	0,900	1,005	0,990
30	0,868	0,897	0,822	1,005	0,990
40	0,764	0,817	0,744	0,995	0,990
50	0,646	0,718	0,642	0,977	0,980
60	0,504	0,600	0,540	0,928	0,970

Здесь отношение $\frac{B(60^\circ, 60^\circ, 0^\circ)}{B(60^\circ, 60^\circ, 180^\circ)} = 5,65$ при $\theta = 1$, что близко к лунному, равному семи.

Произведя вычисления по формулам (3), составляем для Марса табл. 18, в которой приводится распределение яркости для $i = \varepsilon$, $\alpha = 0^\circ$, $H = 0$, $H = 0,5$ и $H = 1,0$ и $d = 2R$.

Рассматривая табл. 18, заключаем, что фотометрические особенности поверхности Марса для интервала фаз $0-45^\circ$ можно приближенно пред-

Таблица 18

$i = \varepsilon$	$H = 0$	$H = 0,5$	$H = 1,0$	δ
0°	1,000	1,000	1,000	1,000
10	0,985	0,975	0,965	0,950
20	0,940	0,926	0,872	0,900
30	0,866	0,800	0,755	0,822
40	0,766	0,715	0,663	0,744
50	0,643	0,646	0,649	0,642
60	0,500	0,592	0,684	0,540
q	1,000	0,750	—	0,960

ставить в пределах $0-0,866$ радиуса от центра диска гладкой поверхностью, покрытой цилиндрическими углублениями с указанными выше параметрами.

Значение $n = \frac{2b}{a + m}$ здесь, как и раньше, заключено между 0 и 0,5.

Если цилиндры соприкасаются и имеют дно, то при $H = 0,2 R$

$$n = 0,2 \text{ и отношение } \frac{B(60^\circ, 60^\circ, 0^\circ)}{B(60^\circ, 60^\circ, 180^\circ)} = 1,41.$$

При $H = 0,4R$ $n = 0,4$ и $\frac{B(60^\circ, 60^\circ, 0^\circ)}{B(60^\circ, 60^\circ, 180^\circ)} = 2,48$.

Если $H = 1,2$, то $n = 1,2$ и отношение $\frac{B(60^\circ, 60^\circ, 0^\circ)}{B(60^\circ, 60^\circ, 180^\circ)} = 6,31$.

Для Луны больше всего подходит распределение яркости при $H = 1,5$ и соприкасающимися цилиндрами. Здесь $n = 1,5$, т. е. оно почти вдвое больше, чем для полусферических углублений. Отноше-

ние $\frac{B(60^\circ, 60^\circ, 0^\circ)}{B(60^\circ, 60^\circ, 180^\circ)}$ здесь равно 6,2, т. е. близко к лунному, полученному из наблюдений и равному семи.

Можно сделать вывод, что поверхность со сравнительно небольшой шероховатостью, как например у Марса, можно с достаточной точностью моделировать с помощью геометрически правильных фигур и одной референц-поверхностью. В случае же весьма изрытых поверхностей, похожих на лунную, лучше применять раздробленные и губкообразные субстанции природных образцов, у которых имеются две и больше референц-поверхности с отдельностями различной величины*.

* Следует еще раз подчеркнуть, что в настоящей работе при вычислениях отражения света от изрытых поверхностей предполагалось, что их альbedo мало и потому отражения высших порядков можно не учитывать. Это имеет место, как известно, для Луны, Марса, Меркурия и многих малых планет.

В заключение выражаю благодарность В. И. Лацько, О. М. Стародубцевой, М. Ф. Ходячих, В. И. Гаража и Е. П. Лазаренко за некоторые вычисления, произведенные ими во вторую руку для настоящей работы, Л. А. Акимову за измерение на индикатометре, Д. Ф. Лупишко за изготовление некоторых образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Barabasheff. Bestimmung der Erdalbedo und Reflexionsgesetzes für die Oberfläche der Mondmeere. Theorie der Rillen. *Astron. Nachr.*, 217, № 5207, 1923, 445—452.
2. Н. П. Барабашов. О методах фотографического фотометрирования планет. Изд-во ХГУ, Харьков, 1966.
3. Н. П. Барабашов. Доповіді АН УРСР № 11, Київ, 1966, 1423—1425.
4. Н. П. Барабашов. О микрорельефе лунной поверхности. Циркуляр ХАО, № 23. Изд-во ХГУ, Харьков, 1961, 3—14.
5. Н. П. Барабашов. О микроструктуре лунной поверхности. Циркуляр ХАО, № 24. Изд-во ХГУ, Харьков, 1961, 3—13.
6. Н. Б. Ибрагимов. Интегральная спектрофотометрия Марса. Вестник ХГУ, № 4, серия астроном., вып. 1. Изд-во ХГУ, Харьков, 1965.
7. M. W. Irvin. *Astron. Journ.*, 73, № 4, 251, 1968.
8. Н. П. Барабашов, В. И. Гаража. Циркуляр ХАО, № 24. Изд-во ХГУ, Харьков, 1961.

О МИКРОРЕЛЬЕФЕ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ В РАЙОНЕ ПОСАДКИ СТАНЦИИ «ЛУНА-9»

Л. А. Акимов, Н. П. Барабашов

В работе [1] приведен общий обзор панорам лунной поверхности, подсчитано количество камней и лунок в окрестности станции «Луна-9», обнаружены линейные структуры, дан общий план местности в районе посадки.

В настоящей работе предлагается корреляционный метод изучения микроструктуры поверхности, с помощью которого мы исследовали некоторые участки панорам.

Нами были вычислены корреляционные функции яркости панорам в двух взаимно-перпендикулярных направлениях: вдоль оси x , т. е. вдоль строк, и вдоль оси y — в плоскости панорамирования. Измерялась также площадь, занятая светлыми объектами в азимуте 160° на всех трех панорамах, в зависимости от угла падения света i .

Пусть $\chi(x, y)$ — яркость точки на панораме с координатами x и y . Введем функцию $\chi(x, y, h) = 1$, если яркость точки с координатами x, y больше h , и равную 0 в остальных точках. Тогда $B = \frac{1}{S} \iint_S \chi(x, y) dx dy$ — средняя яркость некоторой области S на

панораме, а $B(h) = \frac{1}{S} \iint_S \chi(x, y, h) dx dy$ показывает, какая часть области S имеет яркость больше h . Очевидно, что $B = \int_0^\infty B(h) dh$.

Далее пусть $\Psi_x(r, h)$ и $\Psi_y(h, r)$ — плотность распределения участков, яркость которых превышает h , по размерам r вдоль оси x и y соответственно. Тогда $B(h) = \int_0^\infty \Psi_x(r, h) dr = \int_0^\infty \Psi_y(r, h) dr$.

Наконец, для выявления взаимных связей и характерных образований на лунной поверхности можно использовать функции корреляции

$$R(\xi) = \frac{1}{S} \iint_S \chi(x, y, h) \chi(x + \xi; y, h) dx dy$$

и

$$R(\eta) = \frac{1}{S} \iint_S \chi(x, y, h) \chi(x, y + \eta, h) dx dy$$

соответственно вдоль оси x и y , т. е. вдоль строк и в плоскости панорамирования.

Вычисление этих функций лучше всего проводить на оригинальном

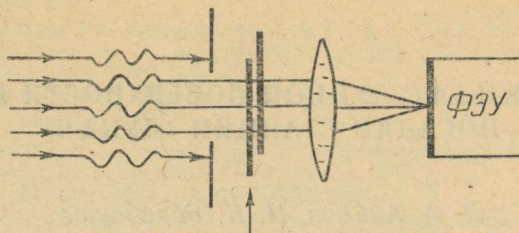


Рис. 1. Схема устройства для определения корреляционных функций.

материале. Имея запись яркости вдоль строк на магнитной ленте, вычислить B , $B(h)$, $\Psi_x(r, h)$ и $R(\xi)$ не представляет особого труда. Однако эта задача становится трудно выполнимой, а подчас и невыполнимой, если фотокопии неоднократно перепечатаны. Поскольку в нашем распоряжении был не оригинальный материал, мы нашли возможным вычислить корреляционные функции лишь для качественных исследований.

Эти вычисления производились следующим образом (рис. 1).

Параллельный пучок света, ограниченный по размерам в соответствии с изучаемой областью на лунной панораме, проходит через две одинаковые, высококонтрастные фотографии этой области, полученные на фотопластинках и совмещенные по одной из осей. Прошедший пучок света собирается линзой на катоде фотоумножителя. Запись фототока производится на самописце. С помощью синхронного мотора одна из фотографий достаточно медленно и равномерно перемещается относительно другой вдоль оси, по которой эти фотографии совмещены.

Применяя высококонтрастную печать, мы фактически получаем сечение яркостной функции на некоторой высоте h , т. е. $\chi(x, y, h)$, а собирая свет, прошедший через пару пластинок, со всей области, интегрируем произведение этих функций, смещенных относительно друг друга по одной из осей координат. Таким образом, на диаграмме самописца мы получаем вид корреляционной функции данной области лунной панорамы. Нами измерялись пары «негатив-позитив», что имеет некоторые преимущества по сравнению с парами «позитив-позитив» и «негатив-негатив». В паре «позитив-негатив» легко получить точную копию контактной печатью. При измерении пластинки ставятся эмульсией друг к другу и на малом расстоянии, что уменьшает ошибки за счет непараллельности освещающего пучка и рассеяния света в эмульсии. Кроме того, такой способ позволяет избавиться от большой постоянной составляющей, равной $B^2(h)$, что создает некоторое удобство в работе.

Измерения производились по фотографиям третьей панорамы, так как они отличаются высоким качеством изображения. Для

измерений выбирались области большой контрастности и однородности. Приведенные ниже результаты относятся к области, указанной на рис. 2.

Нормированные корреляционные функции $\rho(\xi)$ и $\rho(\eta)$ вдоль строк и в плоскости панорамирования соответственно представлены на рис. 3, где по оси абсцисс отложено расстояние в относительных единицах. При анализе корреляционных функций обращает на себя внимание наличие на поверхности Луны некоторой волны на расстоянии около 6 см. Эта волна не повторяется на больших расстояниях, следовательно, здесь имеет место не какая-либо периодическая структура, а образования, плотность распределения которых по размерам имеет относительный максимум в области 6 см. Возможно, что на Луне в этом районе или даже на всей поверхности преобладают микрократеры диаметром 5—6 см. Тогда действительно корреляционная функция имеет волну на расстоянии, равном диаметру кратера.

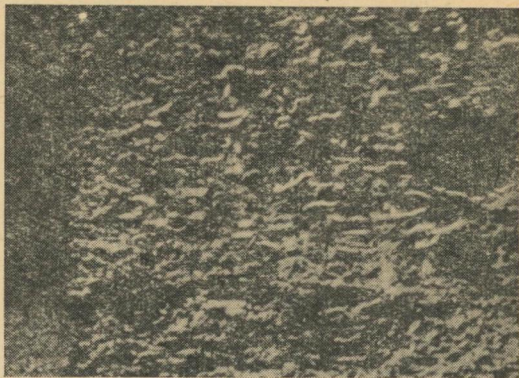


Рис. 2. Одна из областей, для которых определялись корреляционные функции.

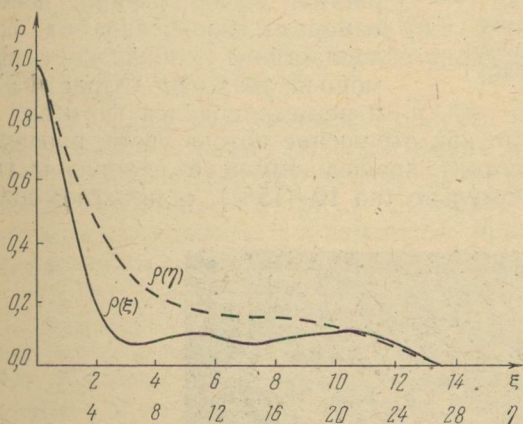


Рис. 3. Корреляционные функции для областей, приведенных на рис. 2.

плитудам разложения функции корреляции. Таким образом, рис. 4 дает представление о спектре функции $\chi(x, y, h)$.

Спектр этой функции в свою очередь до некоторой степени характеризует и распределение неровностей по размерам. Однако эта связь сложна и можно говорить лишь о тенденции ее поведения, но не о количественном значении.

Далее из анализа функций корреляции, а именно, из соотношения ширины функций корреляции в зависимости от расстояния и в конечном счете — от размера деталей микрорельефа, можно заключить, что с размеров в 2—3 см начинают преобладать линейные структуры, протяженность которых в одном направлении в 2—3 раза больше, чем в дру-

Спектральный анализ этих функций корреляции обнаруживает максимум в том же интервале длин волн. Спектральная функция распределения амплитуд преобразования функции корреляции представлена на рис. 4, где по оси абсцисс отложена λ в тех же единицах, что и расстояние на рис. 3, а по оси ординат — спектральная плотность $S_{\xi}(\lambda)$ и $S_{\eta}(\lambda)$.

Известно, что квадраты амплитуд спектрального разложения функции $\chi(x, y, h)$ равны соответствующим ам-

том. По-видимому, это образования типа валов микрократеров, накладывающихся друг на друга, когда уже сам кратер проследить трудно, однако части валов проявляют себя подобным образом. Конечно, это лишь одна из возможных причин такого поведения функций корреляции.

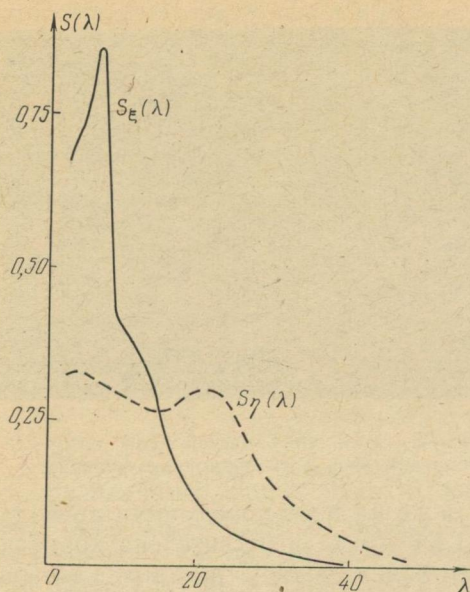


Рис. 4. Спектральные функции распределения амплитуд преобразования функций корреляции, приведенных на рис. 3.

Функцию $B(h)$ мы получили как отношение потока света, прошедшего через данную область, к потоку, прошедшему через светлую часть. Это отношение меняется незначительно (на 10—15%), если экспозиции,

Дальнейшее подробное исследование функций корреляции на оригинальном материале позволило бы подойти к этим вопросам с количественной оценкой.

Нами сделана попытка своеобразного определения функции $B(h)$ в зависимости от угла падения света i на различных панорамах.

Для измерения была выбрана область (рис. 5), которая отличается высоким качеством изображения на всех трех панорамах и достаточно контрастна.

Пучок света, ограниченный в соответствии с измеряемой областью, проходя через позитивное, достаточно контрастное изображение части панорамы, полученное на фотопластинке, собирался с помощью линзы на катод ФЭУ и регистрировался фототок.

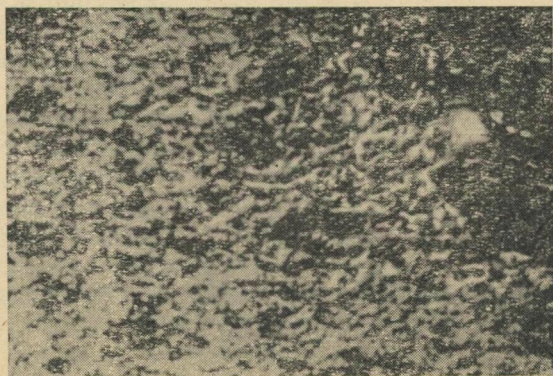


Рис. 5. Область на панораме, для которой определялась функция $B(h)$.

с которыми получены изображения одной и той же области, изменяются в 3—4 раза. Все это свидетельствует о возможности получения устойчивого результата и определенной степени его достоверности. Анализ фотографии (рис. 5) позволяет утверждать, что, применяя высококонт-

трастную печать, можно изложенным выше способом вычислить площадь образований, яркость которых превышает некоторую. Мы не знаем, в каких условиях и каким образом были получены фотографии, попавшие в наше распоряжение, однако не сделаем, по-видимому, большого отступления от истины, если предположим, что все они получены в идентичных условиях и одинаковым образом.

Приводим результаты наших измерений (табл. 1).

Таблица 1

Панорама	i	$B(h)$	$\cos i$	$B_{\text{наб}}$	$\frac{B_{\text{наб}}}{B(h)}$
1	2	3	4	5	6
1	83°	0,13	0,126	0,038	0,292
2	76°	0,26	0,240	0,074	0,285
3	63°	0,55	0,450	0,132	0,240

В первом столбце таблицы дается номер панорамы, во втором — приведено значение угла падения света i на данном участке панорам, в третьем — $B(h)$; в четвертом — $\cos i$ для исследуемого участка; в пятом — яркость $B_{\text{наб}}$, отнесенная к яркости в полнолуние участка лунной поверхности, находящегося в таких же условиях наблюдения и освещения, как и изучаемая область на панораме. Яркость эта взята из таблиц для расчета яркости лунной поверхности в зависимости от азимута A при различных углах падения света i и отражения ε , приведенных в работе [2]. Эти таблицы даны в приложениях к настоящей статье.

Для области, указанной на рис. 5, при расчетах принято значение азимута (угла между плоскостью падающего и отраженного луча) 120° , а угла отражения $\varepsilon = 70^\circ$.

Угол фазы для изучаемой области близок к 120° . Для таких фаз, как показано в работе [2], зависимость яркости от угла фазы α и угла падения i лучше всего описывается формулой $B = f(\alpha) \cos i$, если яркость в полнолуние равна 1. Так как фазовая функция $f(\alpha)$ вблизи 120° меняется незначительно, то изменение яркости исследуемой области панорам пропорционально $\cos i$.

То же происходит с функцией $B(h)$, что косвенно подтверждает достоверность полученных значений. С другой стороны, $B(h)$ по величине почти равна $\cos i$. Это очень интересное явление, на которое следует обратить особое внимание. По-видимому, в пределах разрешения большего 2 мм для панорам мы наблюдаем лишь верхнюю часть диапазона раздробленности лунной поверхности, т. е. ту часть, которая позволяет считать, что элементарные участки размером меньше этого ориентированы во все стороны равновероятно. Благодаря последнему в полнолуние мы и получаем эффект постоянства яркости по диску Луны. Однако неровности, ответственные за своеобразное поведение фазовой функции $f(\alpha)$, а именно, резкое падение ее в области малых углов фаз, целиком остаются за пределами разрешения аппаратуры станции «Луна-9», т. е. они меньше 2 мм.

Для объяснения малой величины отношения $\frac{B_{\text{наб}}}{B(h)} = 0,25$ трудно представить себе вещество, гладкая поверхность которого могла бы уменьшить свою яркость в 4 раза при угле фазы порядка 105° , что имеет место на третьей панораме в исследуемой области. Этот факт можно объяснить, очевидно, только наличием большого количества неровностей размером в доли миллиметра.

Детальная фотометрия лунных панорам, особенно сравнительная фотометрия видимых камней (например, в азимуте 160°) и рядом расположенных областей предоставила бы большие возможности для установления и проверки этого факта. Такая сравнительная фотометрия почти не зависит от работы системы АРЧ, примененной в аппаратуре станции «Луна-9». Кроме того, необходимо провести спектральный анализ функции яркости, записанной по строкам, особенно на высших частотах и решить задачу типа той, которую мы имеем при восстановлении изображения, искаженного дифракцией в оптическом приборе. В самом деле, если яркость точки, полученная с помощью какой-либо оптической системы (при наличии диафрагмы, дифракции, расфокусировки и т. д.), описывается выражением $g(\xi)$ (одномерный случай), то яркость наблюдаемая $F(x)$ выражается через действительную яркость $f(x-\xi)$ и функцию $g(\xi)$ с помощью интегрального преобразования

$$F(x) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi) f(x - \xi) d\xi.$$

Для спектральных преобразований этих функций $F(\omega)$, $f(\omega)$ и $g(\omega)$ мы имеем $F(\omega) = g(\omega)f(\omega)$. Зная $g(\omega)$ и имея $F(\omega)$, можем определить $f(\omega)$ и таким образом продвинуться в область меньших размеров, по крайней мере в 2—3 раза меньших разрешающей способности аппаратуры, что представляет значительный интерес.

ТАБЛИЦЫ ДЛЯ РАСЧЕТА ЯРКОСТИ ПОВЕРХНОСТИ ЛУНЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УГЛА ПАДЕНИЯ, ОТРАЖЕНИЯ И АЗИМУТА

Яркость $B(\alpha)$ некоторой области (α — угол фазы), имеющей в полнолуние яркость $B(0)$, выражается через значение, приведенное в таблице ($B_{\text{табл.}}$), следующим образом:

$$B(\alpha) = B(0) \cdot B_{\text{табл.}} \left[1 + k(\alpha) \left(\frac{B(0)}{A} - 1 \right) \right]$$

при этом $B_{\text{табл.}} = f(\lambda) \varphi(\lambda, \alpha) g(\beta)$, яркость области для которой $B(0) = A = 1$.

Здесь A — средняя яркость Луны в полнолуние и, следовательно, $\frac{B(0)}{A}$ — относительная яркость исследуемой области в полнолуние,

Таблица 2

α	$f(\alpha)$	$k(\alpha)$
0°	1,000	0,000
10	0,773	0,012
20	0,607	0,030
30	0,520	0,050
40	0,475	0,080
50	0,443	0,110
60	0,397	0,145
70	0,353	0,173
80	0,300	0,216
90	0,264	0,250
100	0,225	0,234
110	0,200	0,167
120	0,183	0,080
130	0,170	—
140	0,169	—
150	0,160	—
160	0,138	—

Таблица 3

 $\epsilon = 10^\circ$

$\backslash i$	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°
0°	773	1000	746	534	405	312	225	138	62
10	773	973	744	531	404	312	225	138	62
20	773	920	730	524	402	310	224	137	62
30	773	869	712	511	399	308	222	136	61
40	773	826	685	498	395	305	220	134	60
50	773	793	662	487	389	302	217	133	59
60	773	770	631	477	383	299	214	131	58
70	773	750	600	468	377	296	210	128	56
80	773	725	579	460	372	292	206	125	55
90	773	700	559	452	367	288	201	122	53
100	773	680	541	444	363	284	197	119	52
110	773	664	527	437	359	279	193	115	51
120	773	649	515	431	355	274	189	112	50
130	773	630	506	425	351	268	186	109	49
140	773	622	499	420	348	264	183	106	48
150	773	613	495	416	344	259	181	104	47
160	773	607	492	413	342	257	178	103	47
170	773	601	490	411	341	256	177	102	46
180	773	598	489	440	340	255	107	102	46

 $\epsilon = 20^\circ$

0°	607	773	1000	713	494	356	253	166	73
10	607	770	920	696	488	354	252	165	73
20	607	752	827	664	462	351	250	163	72
30	607	733	764	608	450	346	247	161	71
40	607	709	706	574	443	336	243	158	69
50	607	678	648	630	419	327	239	153	67
60	607	654	600	501	407	320	232	147	65
70	607	622	558	482	394	313	224	141	61
80	607	583	533	467	385	305	215	135	58
90	607	574	515	453	375	296	206	129	55
100	607	557	500	440	364	284	198	123	53
110	607	545	487	428	354	270	190	116	50
120	607	535	475	419	343	259	182	109	47
130	607	528	467	410	333	250	173	103	45
140	607	522	460	400	323	243	164	96	43
150	607	518	454	393	315	235	157	95	41
160	607	515	450	388	309	230	153	92	40
170	607	512	448	384	306	228	151	91	39
180	607	511	447	383	305	227	150	90	39

 $\epsilon = 30^\circ$

0°	520	604	773	1000	685	452	302	188	89
10	520	604	762	870	662	441	300	187	88
20	520	598	719	773	608	420	293	184	87
30	520	580	670	686	566	400	284	181	85
40	520	580	622	602	490	383	276	177	82
50	520	552	575	542	463	364	268	171	78
60	520	549	547	509	440	350	258	161	74
70	520	531	523	483	420	339	246	152	69
80	520	520	505	460	405	324	232	143	64
90	520	510	487	440	384	306	219	133	59
100	520	502	471	425	362	282	205	122	55
110	520	494	459	408	340	246	187	111	51
120	520	486	448	396	322	248	169	103	47
130	520	480	438	380	308	232	157	95	43
140	520	472	430	368	296	220	148	89	40
150	520	472	424	358	283	207	142	84	38
160	520	470	421	350	277	200	136	80	36
170	520	469	420	346	272	195	134	78	35
180	520	469	420	345	270	193	133	77	35

Продолжение табл. 3

 $\varepsilon = 40^\circ$

$\begin{array}{c} i \\ \backslash \\ A \end{array}$	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°
0°	475	520	607	773	1000	649	393	232	108
10	475	519	600	755	850	619	387	230	107
20	475	516	580	686	720	550	368	223	105
30	475	512	555	607	815	477	343	215	103
40	475	507	535	555	534	439	321	207	100
50	475	500	515	523	493	412	306	195	94
60	475	491	500	495	460	391	293	187	87
70	475	485	485	474	433	367	274	174	80
80	475	477	470	452	406	339	250	158	73
90	475	472	457	431	380	308	228	144	66
100	475	467	445	409	350	282	204	126	60
110	475	462	433	386	326	356	180	114	53
120	475	456	418	365	306	231	163	102	47
130	475	450	407	348	283	209	149	91	42
140	475	445	396	334	262	194	136	82	38
150	475	440	386	320	250	185	125	75	35
160	475	438	380	313	239	178	118	72	33
170	475	437	375	308	233	173	114	70	32
180	475	436	374	307	230	170	112	69	32

 $\varepsilon = 50^\circ$

0°	443	475	520	607	773	1000	600	323	140
10	443	475	518	593	737	816	559	310	139
20	443	473	513	564	654	671	483	290	134
30	443	470	503	537	569	567	420	470	128
40	443	467	489	515	522	500	388	254	123
50	443	468	477	489	491	456	364	244	166
60	443	459	467	470	463	425	344	226	106
70	443	453	457	455	436	390	311	206	97
80	443	447	446	434	405	350	278	185	87
90	443	440	433	410	370	315	243	159	77
100	443	433	418	382	340	276	208	139	68
110	443	427	402	357	309	243	180	120	58
120	443	419	385	333	275	216	160	102	49
130	443	411	370	311	249	195	140	89	44
140	443	403	358	294	232	178	123	79	39
150	443	397	346	278	220	163	112	71	35
160	443	394	338	268	210	152	105	67	31
170	443	391	338	268	200	152	105	64	31
180	443	390	332	260	202	145	100	63	30

 $\varepsilon = 60^\circ$

0°	397	443	475	520	607	773	1000	528	211
10	397	442	474	513	593	719	805	485	202
20	397	440	470	507	551	622	646	420	182
30	397	437	465	491	520	540	533	369	173
40	397	433	457	475	491	500	483	331	163
50	397	427	447	460	468	469	434	312	154
60	397	419	435	444	447	443	389	289	140
70	397	412	422	425	419	405	344	267	127
80	397	402	409	398	382	360	305	221	109
90	397	393	388	376	352	312	256	182	94
100	397	386	375	350	315	266	216	160	78
110	397	380	356	232	279	267	182	120	60
120	397	374	339	296	251	208	152	96	49
130	397	366	321	274	231	180	127	81	40
140	397	362	310	258	211	159	113	71	36
150	397	354	300	243	194	144	103	65	33
160	397	351	290	238	183	135	96	60	31
170	397	349	285	232	175	130	93	58	30
180	397	348	282	230	172	128	92	58	30

Продолжение табл. 3

л. 3

 $\varepsilon = 70^\circ$

80°	$\begin{matrix} i \\ A \end{matrix}$	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°
108	0°	353	397	443	475	520	607	773	1000	394
107	10	353	396	441	473	515	580	719	790	360
105	20	353	394	437	467	500	540	600	617	699
103	30	353	391	432	459	483	512	588	515	264
100	40	353	387	420	447	464	477	487	458	242
94	50	353	381	407	432	444	454	457	417	227
87	60	353	375	393	407	419	425	425	368	206
80	70	353	368	379	385	389	388	382	318	182
73	80	353	363	363	363	359	350	336	263	154
66	90	353	352	344	336	320	301	280	212	127
60	100	353	342	326	308	283	261	236	168	101
53	110	353	332	307	286	257	226	188	128	74
47	120	353	323	290	264	229	192	144	97	55
42	130	353	315	278	245	203	166	118	79	44
38	140	353	308	268	230	182	149	105	69	38
35	150	353	303	258	214	170	134	97	65	34
33	160	353	299	253	204	160	125	91	62	32
32	170	353	297	250	197	155	119	87	59	29
32	180	353	296	249	195	153	118	85	58	28

 $\varepsilon = 80^\circ$

140	0°	300	353	397	443	475	520	607	773	1000
139	10	300	353	396	441	472	515	580	702	772
134	20	300	350	392	435	463	495	531	593	598
128	30	300	345	385	423	451	475	500	515	503
123	40	300	340	377	407	435	457	469	475	446
166	50	300	332	360	389	407	427	439	447	400
106	60	300	326	350	370	381	393	402	402	348
97	70	300	315	331	345	353	363	363	360	295
87	80	300	307	315	318	320	320	317	305	230
77	90	300	300	298	294	290	284	271	252	186
68	100	300	292	284	274	266	245	225	197	125
58	110	300	286	271	254	234	197	173	141	85
49	120	300	280	258	231	209	160	141	108	64
44	130	300	276	242	210	186	144	120	86	45
39	140	300	271	231	197	168	131	103	72	33
35	150	300	267	221	185	155	122	94	64	29
31	160	300	263	215	177	147	115	88	61	28
31	170	300	261	213	174	142	112	85	57	26
30	180	300	260	212	173	140	109	84	55	24

 $\varepsilon = 90^\circ$

211	0°	264	300	353	397	347	475	520	607	773
202	10	264	299	351	395	441	372	513	576	702
182	20	264	297	345	389	432	463	493	531	580
173	30	264	294	338	279	417	449	471	493	513
163	40	264	290	325	365	395	427	450	463	472
154	50	264	286	313	345	375	395	417	431	440
140	60	264	281	300	323	347	365	380	389	395
127	70	264	276	287	299	314	328	338	345	350
109	80	264	271	276	281	287	295	298	298	280
94	90	264	264	264	264	264	264	256	252	216
78	100	264	257	250	244	237	232	214	190	120
60	110	264	250	237	223	212	193	170	138	94
49	120	264	243	223	205	191	167	140	111	65
40	130	264	236	212	192	171	144	120	90	39
36	140	264	231	205	180	159	126	102	77	29
33	150	264	227	197	171	145	118	91	64	25
31	160	264	221	192	163	138	114	86	52	21
30	170	264	221	189	160	132	111	82	49	18
30	180	264	220	188	159	130	109	80	47	15

$k(\alpha)$ — коэффициент, характеризующий, по-видимому, рассеяние второго порядка на поверхности Луны, $f(\alpha)$ — фазовая функция, одинаковая для всей Луны; $f(\alpha)$ и $k(\alpha)$ приведены в табл. 2; $\varphi(\lambda, \alpha)$ — распределение яркости по экватору интенсивности Луны, рассчитываемое по следующей формуле:

$$\varphi(\lambda, \alpha) \begin{cases} 1 & \text{— между лимбом и подсолнечным меридианом,} \\ \cos(\alpha - \lambda) & \text{— между подсолнечным и центральным меридианами,} \\ \frac{\cos(\alpha - \lambda)}{\cos \lambda} & \text{— между центральным меридианом и терминатором,} \end{cases}$$

β — фотометрическая широта области на Луне,

$g(\beta)$ — функция, описывающая зависимость яркости от широты области на лунной поверхности. Она равна 1 для углов фазы, меньших 90° ; для углов фазы, больших 90° , она определялась из измерений распределения яркости по лимбу Луны [2]. Для углов фазы $120-130^\circ$ она сравнительно хорошо описывается равенством $g(\beta) = \cos \beta$,

λ — фотометрическая долгота точки на лунной поверхности. Угол фазы α рассчитывается по формуле

$$\alpha = \arccos(\cos i \cos \varepsilon + \sin i \sin \varepsilon \cos A),$$

где i — угол падения света на лунную поверхность, ε — угол отражения, A — азимут, т. е. угол между плоскостью падения и отражения.

Чтобы получить освещенность от некоторой области лунной поверхности, нужно воспользоваться соотношением

$$E_{\zeta} = \frac{E_n}{\pi} \omega B(0) B_{\text{табл}} \left[1 + k(\alpha) \left(\frac{B(0)}{A} - 1 \right) \right],$$

где E_n — освещенность от Солнца на расстоянии Земли, ω — телесный угол, в котором видна область на Луне.

В табл. 3 даны азимуты, которые отсчитываются от направления, противоположного направлению на Солнце. Далее идет яркость $B_{\text{табл}}$ в зависимости от угла падения света i , который пробегает значения от 0 до 80° при постоянном ε , ε в свою очередь меняется от 0 до 90° . При $\varepsilon = 0^\circ$ $B_{\text{табл}}$ не зависит от азимута, а только от угла падения i и равно 1 при $i = 0^\circ$; 0,760 при $i = 10^\circ$; 0,570 при $i = 20^\circ$; 0,450 при $i = 30^\circ$; 0,364 при $i = 40^\circ$; 0,284 при $i = 50^\circ$; 0,198 при $i = 60^\circ$; 0,121 при $i = 70^\circ$ и 0,052 при $i = 80^\circ$.

Чтобы получить действительное значение $B_{\text{табл.}}$, нужно данные в таблице величины умножить на 10^{-3} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Первые панорамы лунной поверхности. Изд-во АН СССР, 1966.
2. Л. А. Акимов. О законе отражения света лунной поверхностью. Автореф. канд. дисс., Харьков, 1965.

ОБ ОТРАЖЕНИИ СВЕТА ОТ ПЕСКОВ, ОКРАШЕННЫХ ОКИСЬЮ ЖЕЛЕЗА

Л. А. Акимов, Н. П. Барабашов

В работе [1] мы рассмотрели отражение света сильно раздробленными и пористыми субстанциями, нашли класс поверхностей, отражающих свет подобно верхнему покрову Луны и привели несколько формул для расчета яркости лунных образований при различных условиях наблюдения и освещения.

Н. П. Барабашов [2] рассмотрел влияние на закон отражения света геометрических особенностей микро- и макрорельефа. В работе подробно исследовано распределение яркости в противостояние по диску планеты, отражающей свет в среднем по закону Ламберта и покрытой кратерами, воронками, валами и бороздами различного характера. Эта работа полезна для более полного описания законов отражения света от поверхности Марса, которая, по крайней мере в красных лучах, рассеивает свет в пределах $i = \epsilon = 0^\circ \div 60^\circ$ почти ортотропно, а в теориях, привлекаемых для отыскания оптической толщины атмосферы, часто предполагается справедливость закона Ламберта также в зеленой и синей областях.

В данной статье рассматривается класс субстанций, отражающих свет более или менее сходно с поверхностью Марса. Мы не имеем достаточных оснований утверждать, что поверхность Марса состоит из пород, которые исследованы в настоящей работе, но они имеют полное право на существование там наряду с другими и во всяком случае фигурировать в рабочих гипотезах, объясняющих широкий класс особенностей отражения света Марсом.

Исследованные образцы по крайней мере в видимой области спектра могут быть использованы для приближенной имитации поверхности Марса по фотометрическим характеристикам в земных условиях.

В настоящее время известно, что атмосфера Марса сильно разрежена, однако разброс данных об атмосферном давлении широк: от 90 до 4 миллибар. Это объясняется различной методикой определения оптической толщины. При использовании фотометрического метода неопределенность возникает из-за возможной запыленности атмосферы Марса, изменения запыленности со временем, недостаточно корректного учета аэрозольной составляющей, а также из-за неопределенности сведений о законе отражения света от твердой поверхности Марса в тех участках спектра, где влияние атмосферы не исчезающе мало. На последнем мы хотели бы остановиться более подробно.

В табл. 1 дано распределение яркости на диске Марса в красных, зеленых и синих лучах для наибольшей, средней и наименьшей прозрачности его атмосферы по наблюдениям Н. П. Барабашова (1933, 1939 и 1950 гг.) для угла фазы — α , близкого к нулю [3]; i — угол падения света; ϵ — угол отражения.

Таблица 1

$i = \alpha$ $\alpha = 0^\circ$	$\lambda = 650 \text{ м}\mu$			$\lambda = 530 \text{ м}\mu$			$\lambda = 430 \text{ м}\mu$		
	Прозрачность			Прозрачность			Прозрачность		
	наибольшая	средняя	наименьшая	наибольшая	средняя	наименьшая	наибольшая	средняя	наименьшая
0	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000
10	965	967	970	985	985	985	958	979	1000
20	905	920	935	945	950	955	916	958	1000
30	830	865	900	870	898	925	874	937	1000
40	750	808	865	790	838	885	818	902	985
50	665	742	820	715	775	835	763	882	1000
60	550	698	845	615	700	785	711	866	1020

Для оптической толщины при наиболее прозрачной атмосфере в работе [3] найдены значения $\tau_{кр} = 0,014$; $\tau_{зел} = 0,037$; $\tau_{син} = 0,060$. Вычисления проводились по формуле В. Г. Фесенкова при условии, что поверхность отражает по закону Ламберта.

Какова бы ни была причина наступающих изменений, сведения, приведенные в табл. 1, отражают факт большого изменения распределения яркости по диску Марса со временем, даже если эти преобразования вызваны атмосферой, в моменты наибольшей прозрачности в красной части мы имеем почти чистое рассеяние твердой поверхностью. Это рассеяние более или менее близко соответствует рассеянию от песков, глин и т. д.

Распределение энергии в спектре Марса в области $0,4-0,7 \text{ м}$ характеризуется большим ростом отражательной способности с длиной волны.

В табл. 2 приведено распределение энергии в спектре морей и материков Марса. Эти сведения взяты из работы [4].

Таблица 2

$\lambda \text{ м}\mu$	420	450	500	550	600	650	700	750
Материки . . .	0,095	0,107	0,135	0,170	0,207	0,245	0,280	0,319
Моря	0,085	0,090	0,120	0,140	0,155	0,175	0,185	0,187

Н. П. Барабашов [5, 6], анализируя многочисленные измерения отражательной способности образцов по спектру на спектрофотометре ХАО, указал, что Марсу лучше других соответствует красная охра, охристые пески, красноватые глины, красноватый туф.

В. В. Шаронов в 1960 г. [7] на основании калориметрических измерений различных типов красноцветных песков пришел к заключению, что не только чистый порошкообразный лимонит, но и пигментированные им пески и почвы могут иметь окраску, аналогичную той, которая характерна для диска Марса.

Недавно в работе [8] было проведено сопоставление отражательной способности Марса по спектру в области $0,4-4 \text{ м}$ с различными земными породами. Авторы отмечают хорошее согласие распределения энергии в спектре Марса с таковым для кварца, окрашенного лимонитом, с зернами размером $0-5 \text{ м}$.

В настоящей работе более детально исследуется закон отражения от песков при различной концентрации окиси железа.

В табл. 3 приведен список исследованных образцов.

Таблица 3

№ образца	Характеристика
40	Песок белый, среднезернистый, размер зерен меньше 0,5 мм
41	То же + 0,2% окиси железа
42	" " + 1% окиси железа
43	" " + 5% окиси железа
44	Окись железа
45	Порошок железа с зернами размером < 80μ, покрытый окадиной
46	Песок золотой, размер зерен < 0,2 мм
47	То же + 0,5% окиси железа
48	" " + 2% окиси железа
49	Снег
50	Пыль

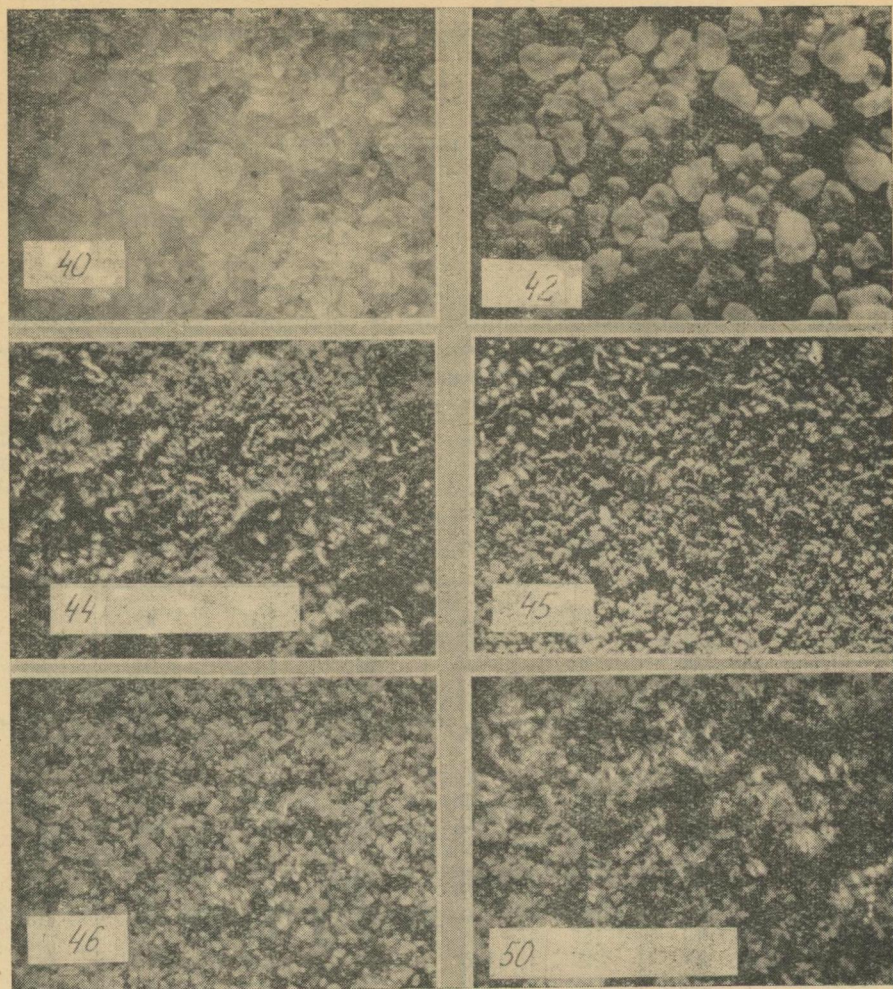
В табл. 4 представлено распределение энергии в спектре указанных образцов. Образец 43 ведет себя так же, как и 44. Образец 50 — нейтрален по спектру с отражательной способностью 12%.

Таблица 4

№ образца λ, мμ	40	41	42	44	46	47	48
420	256	84	56	52	123	82	64
430	280	92	58	52	133	92	67
440	306	94	59	51	142	94	68
450	328	98	59	51	152	99	71
460	340	102	60	52	161	103	74
470	351	107	61	52	167	108	76
480	361	110	64	53	172	111	80
490	373	115	66	54	183	117	83
500	387	121	67	55	193	123	87
510	408	127	69	55	203	129	91
520	424	132	72	56	212	136	95
530	440	138	74	57	229	144	100
540	453	147	76	59	240	154	106
550	471	162	80	61	254	168	115
560	481	187	95	65	270	186	122
570	494	227	115	77	288	213	161
580	506	275	146	95	305	245	194
590	513	326	182	116	315	271	228
600	518	364	211	138	324	289	251
610	522	390	240	153	331	304	268
620	526	408	257	160	335	312	278
630	530	421	269	171	339	317	285
640	534	431	278	177	342	323	291
650	537	440	288	183	344	327	297
660	540	450	300	189	347	332	302
670	544	460	312	196	349	337	310
680	547	473	326	204	352	342	316
690	551	482	343	214	355	347	325
700	556	497	360	231	358	353	334
710	559	509	374	245	360	359	340
720	564	520	393	255	362	364	346
730	568	530	410	266	364	370	352

На рисунке приведены фотографии некоторых образцов, полученные с микроскопом. На всех фотографиях длина белой полоски, где записан номер образца, равняется одному миллиметру.

В табл. 5 представлено распределение яркости по диску планеты, покрытой материалом, составляющим образец при угле фазы $\alpha = 4^\circ$ в трех участках спектра с эффективными длинами волн: синем — 430 $m\mu$; зеленом (без фильтра) — 560 $m\mu$; красном — 650 $m\mu$. Для 45



и 50 образцов ввиду их нейтральности измерения проводились только в зеленой области.

В табл. 6 приведены индикатрисы рассеяния образцов при различных углах падения света, полученные на индикатометре ХАО. Измерения проводились без фильтра, что соответствует зеленой области спектра.

На основании данных таблиц можно заключить, что образцы 41, 42, 47, 48 лучше других соответствуют поверхности Марса.

Механизм окрашивания песка сводится к тому, что зерна окиси железа размером меньше 5 μ покрывают поверхность зерен песка, и потому одинаковая окраска достигается при разной концентрации, если размеры зерен песка различны. Так, для песка с зернами размером меньше 0,5 mm (40, 41, 42, 43) нужная окраска достигается при концентрации 0,2 ÷ 1% (41, 42); при концентрации 5% (43) образец по

Таблица 5

$i = \epsilon$	40			41			42			43			44		
	С	З	К	С	З	К	С	З	К	С	З	К	С	З	К
0	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000
10	995	985	985	1000	985	985	1000	990	990	1000	1000	1000	1000	1000	1000
20	974	960	956	995	965	966	1000	980	975	1000	992	995	1000	1000	1000
30	917	910	908	987	930	931	990	960	952	980	980	985	1000	1000	1000
40	860	840	828	945	875	860	970	931	900	985	950	950	1000	1000	988
50	750	735	730	896	780	770	930	883	828	955	917	905	1000	980	964
60	640	610	606	840	688	656	870	818	747	907	850	830	1000	955	928
70	490	480	470	780	586	520	790	736	646	810	790	760	970	894	880

$i = \epsilon$	45	46		47			48			49			50	
	З	С	З	К	С	З	К	С	З	К	С	З	К	З
0	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000
10	1000	1000	991	992	1000	992	992	1000	992	993	985	985	985	995
20	1000	985	975	975	995	976	980	1000	976	980	950	940	942	990
30	990	960	943	945	970	945	943	990	947	950	904	870	880	980
40	960	902	890	885	930	900	885	940	906	903	825	790	790	960
50	920	844	820	800	870	830	800	890	850	826	730	690	675	935
60	860	750	740	705	793	750	710	845	770	740	625	570	558	890
70	800	630	620	580	690	640	585	785	670	650	520	450	440	830

спектру отражает также, как окись железа. Для золотого песка (46, 47, 48) с частицами размером меньше 0,2 мм нужная окраска достигается при концентрации 0,5—2%.

Способность субстанции отражать свет по закону Ламберта является следствием прозрачности зерен. Чем больше прозрачность, тем более диффузно образец отражает свет. Частицы окиси железа даже малых размеров непрозрачны. Если частицы непрозрачны, отражательная способность их достаточно мала и размер их больше длины волны освещающего света, то, как показано в работах [1, 2], закон отражения света от них приближается к лунному в случае достаточной шероховатости поверхности. Сказанное подтверждается анализом образцов. Как видно из фотографии, на образце 40 тени от частиц почти не заметны, частицы прозрачны, не ясно очерчены, на образце 42 тени резкие, частицы четко очерчены; образец 44 напоминает панорамы Луны и закон отражения от него весьма близок к лунному. Образец 50, полученный осаждением пылевых частиц на пластинку во время пылевой бури в Харькове в феврале 1969 г., имеет также шероховатую структуру, низкую отражательную способность (12%), размер частиц больше длины волны освещающего света, однако многие частицы его прозрачны, и поэтому он рассеивает свет уже более диффузно, чем 44. Прозрачность частиц играет основную роль при формировании ортотропного рассеяния. Особенно это заметно на примере снега (49).

Таким образом, предположение о присутствии большого количества лимонита на поверхности Марса приводит к закону отражения, близкому к лунному, и не соответствует наблюдениям Марса в красной части спектра. Окрашивание песка, отражающего диффузно, небольшой долей окиси железа приводит к резкому перераспределению отражательной способности по спектру. Отступление от ортотропного рассеяния, по крайней мере в красной части спектра, происходит медленнее.

Таблица 6

 $i = 0^\circ$

α°	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50
0	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000
2	980	977	970	937	913	930	980	976	966	991	950
5	965	950	928	870	828	840	953	950	902	980	885
10	955	915	868	781	724	760	921	913	851	965	804
15	945	887	833	720	637	690	895	886	810	954	760
20	931	868	800	677	581	640	886	865	790	946	717
30	915	845	764	625	492	562	863	833	757	934	684
40	907	840	753	593	443	507	862	820	745	926	673
50	904	839	744	583	397	475	867	815	745	916	678
60	902	835	742	580	372	450	872	815	750	900	703
70	878	816	732	573	352	426	873	825	750	875	716

 $i = 30^\circ$

40	910	855	787	675	531	500	925	865	838	884	763
30	930	876	795	697	583	550	932	874	849	916	767
20	947	903	821	737	649	620	944	895	874	945	785
15	958	924	840	769	694	670	957	910	898	959	808
10	968	945	872	815	754	740	966	930	921	973	841
5	980	964	908	879	850	830	976	957	954	983	930
2	991	985	952	942	926	935	990	978	974	990	950
0	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000	1000
2	986	975	949	940	920	920	976	970	960	995	919
5	968	952	892	866	832	800	955	935	916	985	850
10	945	911	827	766	696	695	915	891	861	973	766
15	921	880	778	707	619	610	884	851	814	961	705
20	901	846	737	644	556	545	858	820	776	955	664
30	877	810	689	582	467	460	824	781	737	950	614
40	870	805	667	546	425	400	805	769	715	955	599
50	878	807	657	531	388	350	872	768	709	963	593
60	891	820	661	528	357	315	829	781	720	977	607
70	904	843	680	524	332	280	860	807	736	987	633
80	923	864	701	531	313	260	887	828	764	1002	673
90	938	892	735	548	297	240	927	869	794	1018	720
100	950	915	773	573	276	220	962	907	845	1027	790

 $i = 60^\circ$

15	925	898	863	777	707	—	937	893	904	1000	810
10	943	914	885	829	774	—	944	905	918	992	833
5	968	934	919	886	859	—	947	930	938	985	870
2	982	968	953	940	935	—	967	963	970	992	919
0	1000	1000	1000	1000	1000	—	1000	1000	1000	1000	1000
2	968	951	912	909	894	—	942	925	933	954	893
5	922	877	820	788	736	—	872	840	830	903	761
10	855	784	705	650	581	—	775	750	718	843	620
15	802	718	628	543	465	—	717	672	637	792	522
20	760	659	561	473	384	—	660	612	580	786	451
30	705	595	480	386	276	—	591	548	497	763	381
40	680	564	455	343	227	—	565	515	454	784	337
50	673	651	448	323	200	—	552	505	443	813	327
60	686	569	451	310	185	—	560	507	446	837	333
70	702	593	468	315	175	—	574	521	458	886	348
80	722	620	483	320	166	—	597	545	476	927	370
90	750	661	509	330	160	—	622	571	503	975	396
100	783	713	544	350	154	—	670	629	534	1033	448
110	843	785	612	390	155	—	746	702	594	1115	528
120	937	915	711	475	166	—	870	808	690	1193	670
130	1125	1107	865	582	250	—	1046	987	843	1272	896

Таблица 6

49	50
1000	1000
991	950
980	885
965	804
954	760
946	717
934	684
926	673
916	678
900	703
875	716

884	763
916	767
945	785
959	808
973	841
983	930
990	950
1000	1000
995	919
985	850
973	766
961	705
955	664
950	614
955	599
963	593
977	607
987	633
1002	673
1018	720
1027	790

1000	810
992	833
985	870
992	919
1000	1000
954	893
903	761
843	620
792	522
786	451
763	381
784	337
813	327
837	333
886	348
927	370
975	396
1033	448
1115	528
1193	670
1272	896

Далее необходимо отметить, что распределение яркости по диску планеты, покрытой материалом, составляющим образцы 41, 42, 47, 48, существенно меняется при переходе к различным областям спектра (табл. 5). Допуская возможность существования такого материала на Марсе, нетрудно видеть, к каким эффектам это может привести в определении оптической толщины атмосферы Марса фотометрическим путем, так как это определение часто основывается на предположении неизменности закона отражения поверхности по спектру.

Может быть, более пологий ход кривой распределения яркости по диску Марса в противостояние в синей части спектра, по отношению к красной [9], по крайней мере во время прояснений, объясняется полностью или частично неодинаковостью закона отражения света в разных лучах от субстанции, составляющей видимую поверхность материков и морей Марса. В пользу такого предположения говорит и тот факт, что градиенты интегрального блеска Марса увеличиваются с уменьшением длины волны, это соответствует поведению образцов 41, 42, 47, 48. Газовая или рассеивающая атмосфера с аэрозолями размером меньше 0,5 μ , а также ортотропно рассеивающая поверхность такого эффекта не дает, градиент вблизи противостояния в этом случае равен 0.

Если же допустить, что в атмосфере плавают частицы размером больше нескольких микрон, которые могли бы дать некоторый пик у индикатрисы рассеяния, то время их существования не превышает недели, даже если они заброшены на высоту более 100 км.

Можно отметить также, что недоокисленность железа, если оно имеется (образец 45), в некоторых районах планеты приведет к потемнению, особенно в красной части спектра.

В заключение выражаем признательность проф. В. П. Мокридину и доц. А. Н. Макаренко, предоставившим в наше распоряжение часть образцов, а также М. Бондаревскому за некоторые вычисления, выполненные для настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. П. Барабашов, Л. А. Акимов. О микрорельефе поверхностей, имитирующих лунную. Вестник ХГУ, серия астрономическая, вып. 4. Изд-во ХГУ, Харьков, 1968.

2. Н. П. Барабашов. Об отражении света от поверхностей различной шероховатости. Статья в настоящем сборнике.

3. Н. П. Барабашов, В. И. Гаража. Некоторые соображения о пылевых и туманных образованиях на Марсе. «Астрон. журн.», т. XXXVII, вып. 3. Изд-во АН СССР, 1960.

4. Н. П. Барабашов, В. И. Гаража. О строении поверхностных слоев Луны и Марса. Циркуляр ХАО, № 21. Изд-во ХГУ, Харьков, 1960.

5. Н. П. Барабашов, А. Т. Чекирда. Об отражении света от поверхности Луны и Марса. Бюлл. ХАО, № 5. Изд-во ХГУ, Харьков, 1944.

6. Н. П. Барабашов. Об атмосфере и поверхности Марса. «Изв. комиссии по физике планет», вып. 2. Изд-во ХГУ, Харьков, 1960.

7. В. В. Шаронов. Фотометрические и колориметрические сравнения поверхности Марса с образцами лимонита и горных пород красноцветных толщ. «Изв. комиссии по физике планет», вып. 2. Изд-во ХГУ, Харьков, 1960.

8. I. W. Salisbury and G. R. Hunt. Spectral Behavior of the Martian Surface: Compositional implications. Bedford, Massachusetts, 1968.

9. Н. П. Барабашов, И. К. Коваль. Фотографическая фотометрия Марса со светофильтрами в 1956 г. Изд-во ХГУ, Харьков, 1959.

Статья поступила 15 апреля 1969 г.

ФАЗОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ БЛЕСКА ПЛАНЕТЫ С ТОНКОЙ АТМОСФЕРОЙ

Ю. В. Александров, П. Суасоно

В последнее время выполнен ряд работ, связанных с исследованием монохроматических фазовых кривых блеска различных планет. Появилась необходимость произвести теоретические расчеты фазовых зависимостей блеска планеты для различных моделей строения поверхности и атмосферы планеты.

В настоящей работе даны вспомогательные функции для нахождения фазовой зависимости блеска планеты с тонкой (оптическая толщина $\tau \leq 0,5$) атмосферой. Эти функции получены численным интегрированием аппроксимационной формулы для распределения яркости по диску планеты [1]:

$$\rho(\eta, \zeta, \alpha) = Af(\eta, \zeta, \alpha) e^{-\frac{\tau}{3} \left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\zeta} \right) + \frac{2Q(\alpha)}{\eta + \zeta} \left[1 + \frac{3}{4} \tau (2 - \eta\zeta) - e^{-\frac{3}{4} \tau \left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\zeta} \right)} \right]}, \quad (1)$$

где ρ — яркостный фактор; $\eta = \cos \epsilon$, $\zeta = \cos i$,
 ϵ и i — углы отражения и падения света; α — угол фазы; A — нормальное альbedo поверхности планеты;

$f(\eta, \zeta, \alpha)$ — закон отражения света от поверхности планеты;

$Q(\alpha) = \frac{\lambda \chi(\alpha)}{8}$, λ — вероятность выживания кванта в атмосфере;

$\chi(\alpha)$ — индикатриса рассеяния света элементарным объемом атмосферы.

Примем следующее выражение для закона отражения света от поверхности планеты:

$$f(\alpha, \eta, \zeta) = kf_1(\alpha)\zeta + (1 - k)f_2(\alpha) \frac{2\zeta}{\eta + \zeta}. \quad (2)$$

Тогда фазовая кривая планеты $\Phi(\alpha)$, нормированная по условию

$$\Phi(0) = A_r \quad (3)$$

(A_r — геометрическое альbedo), может быть представлена в следующем виде:

$$\Phi(\alpha) = \frac{2}{\pi} \int_{\alpha - \frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \rho(\eta, \zeta, \alpha) \eta \cos \psi d\omega d\psi = A [kf_1(\alpha) F_1^{(1)}(\alpha, \tau) + (1 - k)f_2(\alpha) F_1^{(2)}(\alpha, \tau)] + Q(\alpha) F_2(\alpha, \tau), \quad (4)$$

1970

 $F_1^{(1)}$

$\alpha \backslash \tau$	0,00	0,02	0,05	0,10	0,15	0,20	0,30	0,40	0,50
0°	0,667	0,654	0,634	0,604	0,576	0,549	0,499	0,455	0,414
2	666	653	633	604	575	548	498	454	414
5	664	651	632	602	573	546	497	453	413
10	657	643	624	695	567	540	491	447	407
15	645	633	613	584	556	530	481	438	399
20	629	618	599	570	542	517	469	425	387
25	610	598	580	551	524	500	453	411	372
30	587	576	558	530	503	479	434	393	360
35	562	549	533	507	480	457	413	374	339
40	534	522	507	481	455	432	390	353	320
45	504	493	478	453	428	406	365	330	299
50	472	462	448	423	399	379	340	306	277
60	407	397	384	362	340	322	288	257	230
70	339	331	319	299	281	263	234	210	188
80	273	265	255	239	223	209	184	162	144
90	212	206	197	183	170	159	138	120	106
100	158	152	145	140	124	115	0980	0847	0732
120	0726	0693	0649	0586	0528	0484	0394	0325	0280
140	0229	0217	0197	0166	0146	0127	00955	00764	00573
160	00297	00261	00216	00166	00127	00095	00057	00038	00025

 F_2

0°	0	0,0785	0,186	0,348	0,493	0,625	0,861	1,067	1,228
2	0	0779	185	346	491	623	859	064	225
5	0	0770	183	344	488	619	854	058	218
10	0	0751	180	337	479	606	838	039	197
15	0	0726	176	330	467	592	819	013	171
20	0	0700	171	321	453	574	797	0,985	140
25	0	0675	166	309	439	556	772	954	104
30	0	0649	159	298	424	537	746	921	066
35	0	0637	154	288	407	518	718	886	026
40	0	0611	149	276	392	498	689	851	0,985
45	0	0598	143	265	376	477	658	814	942
50	0	0573	136	253	359	456	626	777	898
60	0	0522	125	230	327	414	565	699	807
70	0	0471	113	208	293	371	505	621	717
80	0	0433	101	186	258	326	444	542	625
90	0	0382	0879	162	224	283	383	465	533
100	0	0331	0764	138	191	239	322	388	443
120	0	0229	0535	0929	126	155	200	242	276
140	0	0140	0318	0522	0688	0815	102	121	132
160	0	00573	0117	0178	0215	0230	0285	0318	349

 $F_1^{(2)}$

0°	1,000	0,975	0,940	0,898	0,831	0,786	0,704	0,632	0,570
2	0,999	974	938	896	831	786	703	632	569
5	993	969	933	893	828	782	700	629	567
10	976	954	918	879	816	772	690	620	559
15	953	931	896	858	797	754	675	607	547
20	925	904	869	833	774	732	654	589	531
25	894	872	839	803	746	707	632	568	511
30	860	839	806	772	717	679	606	545	489
35	822	802	770	737	685	648	578	519	465
40	784	765	733	702	652	616	549	491	441
45	744	726	694	663	616	582	517	462	414
50	703	685	656	625	581	547	486	433	387
60	620	604	577	549	508	479	423	374	334
70	537	521	497	470	434	407	358	316	280
80	455	441	419	393	363	339	295	258	228
90	377	364	345	321	295	274	237	205	180
100	304	292	275	252	232	213	182	155	134
120	176	168	155	139	125	112	0917	0764	0624
140	801	751	675	573	0497	0433	0331	0255	0191
160	203	558	145	0104	00802	00598	00344	00216	00127

(4)

где

$$F_1^{(1)}(\alpha, \tau) = \frac{2}{\pi} \int_{\alpha - \frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \eta \zeta e^{-\frac{\tau}{3} \left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\zeta} \right)} \cos \psi \, d\omega \, d\psi, \quad (5)$$

$$F_1^{(2)}(\alpha, \tau) = \frac{4}{\pi} \int_{\alpha - \frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\eta \zeta}{\eta + \zeta} e^{-\frac{\tau}{3} \left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\zeta} \right)} \cos \psi \, d\omega \, d\psi, \quad (6)$$

$$F_2(\alpha, \tau) = \frac{4}{\pi} \int_{\alpha - \frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\eta \zeta}{\eta + \zeta} \left[1 + \frac{3}{4} \tau (2 - \eta \zeta) - e^{-\frac{3}{4} \tau \left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\zeta} \right)} \right] \times \\ \times \cos \psi \, d\omega \, d\psi, \quad (7)$$

$$\eta = \cos \omega \cos \psi; \quad \zeta = \cos(\alpha - \omega) \cos \psi,$$

ω — долгота, ψ — широта точки на планете в системе координат, отнесенной к экватору интенсивности и центру видимого диска планеты.

Значения функций $F_1^{(1)}(\alpha, \tau)$, $F_1^{(2)}(\alpha, \tau)$ и $F_2(\alpha, \tau)$ даны в таблице.

Область применимости таблиц вспомогательных функций для расчета фазовых кривых блеска планеты, полученных на основе формул [2], больше [см. 3], чем у полученных в настоящей работе ($\tau \leq 0,5$). Однако формулы и таблицы, приведенные выше, компактнее и поэтому более удобны для использования при точности не меньшей по крайней мере, чем в [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Александров, В. И. Гаража. Вестник ХГУ, № 34, вып. 4. Изд-во ХГУ, Харьков, 1968.
2. Э. Г. Яновицкий. Сб. «Физика Луны и планет». Изд-во АН УССР, К., 1964.
3. В. Н. Рубашевский, Э. Г. Яновицкий. Расчет фазовой зависимости блеска планет. Изд-во «Наукова думка», К., 1969.

(5)

(6)

ИЗМЕНЕНИЯ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ШИРИНЫ ПОЛОСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ МЕТАНА 6190А, НАБЛЮДАЕМЫЕ НА ЮПИТЕРЕ

М. Ф. Ходячих

(7)

Одним из параметров, наиболее чувствительных к состоянию атмосферы Юпитера, является величина поглощения в полосах метана и аммиака. Ряды измерений эквивалентных ширин полос поглощения W_n и вариации центр диска—край представляют особый интерес для физики атмосферы планеты. В данной работе анализируются изменения W_n метана в полосах и зонах и вариации центр—край. Найдена корреляция последних с положением Ио на орбите.

В. В. Аврамчук [1] выполнил измерения эквивалентных ширин полосы поглощения метана 6190А в различных участках диска Юпитера в период 1963—1966 гг. Величины W_n значительно меняются от даты к дате как в светлых зонах, так и в темных полосах. Чтобы выяснить характер этих изменений, мы нашли на разрезах по центральному меридиану для каждой из дат, приведенных в [1], средние значения эквивалентных ширин для светлых зон и для темных полос. При этом учитывались только точки, уверенно отождествленные со светлыми зонами или темными полосами в интервале широт $\pm 40^\circ$. Таким образом, для каждого разреза были получены значения \overline{W}_n^c и \overline{W}_n^t . Далее между ними искалась корреляция. Коэффициент корреляции оказался равным $0,940 \pm 0,021$.

Уравнения регрессии имеют вид:

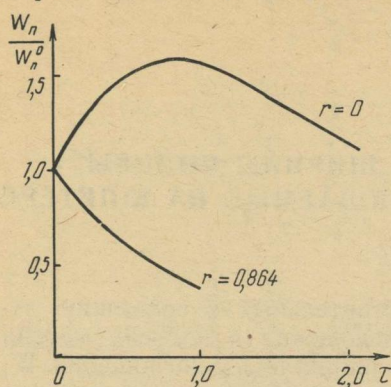
$$\begin{aligned}\overline{W}_n^c - 19,26 &= 0,951 (\overline{W}_n^t - 19,34), \\ \overline{W}_n^t - 19,34 &= 0,929 (\overline{W}_n^c - 19,26).\end{aligned}$$

Так как полосы и зоны состоят из веществ, различных по физическим свойствам, трудно предположить, чтобы в них имели место тесно коррелированные процессы глобального характера, приводящие к одинаковым изменениям W_n не только качественно, но и количественно. Однако изменение концентрации частиц в надоблачном слое аэрозоля приведет именно к такой корреляции.

По-видимому слой аэрозоля находится на большой высоте. В этом случае влияние на его состояние процессов, протекающих в нижней атмосфере, будет ослаблено, в то время как роль космических факторов, воздействующих на атмосферу в планетарном масштабе, усилится.

Чтобы выяснить зависимость эквивалентной ширины ненасыщенной полосы поглощения от концентрации частиц в дымке, мы вычислили W_n при различных оптических толщинах дымки в рамках следующей модели. Над поверхностью, отражающей по закону Ламберта, расположен слой газа, в котором образуются полосы поглощения. Выше находится слой аэрозоля. Расчеты проведены для случая чистого рассеяния, сферической индикатрисы рассеяния и альбеда поверхности 0,8.

Вычислялось отношение $\frac{W_n}{W_n^0}$ при различных τ , где W_n — эквивалентная ширина при оптической толщине дымки τ , W_n^0 — эквивалентная ширина полосы при отсутствии аэрозоля в атмосфере.



Зависимость эквивалентной ширины полосы поглощения W_n от оптической толщины надоблачной среды τ .

Ввиду отсутствия точной теории вычисления носят приближенный характер. Результаты расчетов для центра диска и для расстояния от центра диска 0,864 для нулевой фазы приведены на рисунке. В центре диска при небольших оптических толщинах W_n растет с увеличением τ , при некотором $\tau = \tau_0$ достигает максимума и при дальнейшем увеличении τ снова уменьшается. На краю появление аэрозоля приводит к уменьшению W_n . Таким образом, наличие аэрозоля в атмосфере приводит к значительным отклонениям от закона секанса. Рассеяния высших порядков в облачном слое, которое при наших вычислениях не учитывалось, также приводит к отклонению от закона секанса.

В [6] найдена корреляция W_n метана с положением Ио на орбите в периоды 1960 и 1961 гг. по наблюдениям, выполненным в [4], причем максимум W_n наблюдается во время элонгаций спутника. Наиболее вероятным объяснением такой корреляции является изменение условий конденсации в верхней атмосфере Юпитера, что приводит к изменению концентрации частиц в дымке и ее оптической толщины. Аналогичные изменения должны наблюдаться и на краю диска. Однако в зависимости от пределов, в которых меняется оптическая толщина дымки, характер наблюдаемых вариаций центр-край будет различным.

Предположим, что концентрация частиц в дымке уменьшается при увеличении приливообразующей силы, т. е. как в центре, так и на краю при увеличении приливообразующего ускорения $g_{пр}$, оптическая толщина дымки уменьшается. Тогда при максимальных τ в центре (спутник в элонгации) будут наблюдаться минимальные τ на краю, т. е. оптические толщины в центре и на краю изменяются в противофазе. В зависимости от пределов, в которых изменяются τ в центре, наблюдаемый характер изменений по диску будет различным. Наиболее характерны здесь два случая.

1. Оптическая толщина в центре при изменении остается меньше τ_0 . Тогда W_n как в центре, так и на краю будут меняться в одной фазе, причем их минимумы и максимумы будут соответствовать прохождению спутника перед планетой и элонгации спутника.

2. $\tau_{ц} > \tau_0$. При прохождении спутника перед планетой $\tau_{ц}$ минимально, а W_n максимально; на краю $\tau_{кр}$ максимально, $W_n^{кр}$ минимально. Следовательно, $W_n^ц$ и $W_n^{кр}$ изменяются в противофазе, причем максимум $W_n^ц$ и $\Delta W_n = W_n^ц - W_n^{кр}$ соответствует соединению спутника.

Если допустить, что концентрация частиц в дымке растет при увеличении приливообразующей силы, то при $\tau_{ц} < \tau_0$ $W_n^ц$ и $W_n^{кр}$ изменяются в одной фазе, достигая максимума в соединении, а при $\tau_{ц} > \tau_0$ $W_n^ц$ и $W_n^{кр}$ изменяются в противофазе, причем максимум $W_n^ц$ и ΔW_n приходится на элонгации спутников.

В [1] найдены значительные вариации центр—край. Для сопоставления их с положением Ио на орбите для каждой даты вычислялись ΔW_n . Чтобы улучшить усреднение по неоднородности, мы находили ΔW_n как разность средних из трех измерений в центре на разрезах по экватору и двух на краю и, если за одну ночь в [1] приводилось несколько разрезов по экватору, для них бралось среднее. Полученные таким образом для восточного ΔW_n^B и западного ΔW_n^3 лимба, а также W_n^u , иоцентрический угол между направлением на Землю и на Ио φ (отсчитывается в направлении движения спутника) и $\Delta g_{np} = g_{np}^u - g_{np}^{kp}$ приведены в таблице.

Дата и время наблюдений	W_n^u Å	ΔW_n^B Å	ΔW_n^3 Å	φ	Δg_{np}^B $10^{-8} \frac{см}{сек^2}$	Δg_{np}^3 $10^{-8} \frac{см}{сек^2}$
1963 г. 29 ноября 18 ^h 20 ^m	24,9	3,1	3,8	205°	+0,75	+0,66
1964 г. 27 августа 0 37	16,2	1,0	6,1	280	-1,16	-1,15
1964 г. 28 августа 22 58	18,2	4,5	1,8	311	-0,24	-0,25
1964 г. 30 августа 00 14	20,8	4,3	5,8	148	+0,62	+0,52
1964 г. 27 сентября 21 26	20,3	1,5	4,5	282	-1,13	-1,12
1965 г. 24 января 20 46	17,0	7,5	7,5	20	+1,27	+1,10
1965 г. 25 января 21 07	20,6	5,4	10,4	227	-0,06	-0,11
1965 г. 12 февраля 17 21	21,9	0,9	7,0	253	-0,87	-0,95
1965 г. 17 ноября 1 37	20,1	1,1	4,9	128	-0,25	-0,15
1965 г. 19 ноября 20 14	19,4	0,6	3,9	337	+0,94	+0,84
1966 г. 22 марта 20 42	26,1	11,4	11,3	175	+1,17	+1,14
1966 г. 23 марта 19 05	17,8	6,5	2,8	1	+1,65	+1,63
1966 г. 27 марта 20 31	19,0	1,6	5,0	109	-1,13	1,02
1966 г. 14 августа 2 49	18,0	4,0	3,7	196	+0,88	+0,94

Корреляция между ΔW_n^3 и Δg_{np}^3 отсутствует, но хорошо проявляется в случае восточного лимба. Коэффициент корреляции между ΔW_n^B и Δg_{np}^B оказался равным $0,66 \pm 0,15$, причем ΔW_n^B возрастает с увеличением Δg_{np}^B , т. е. максимальные ΔW_n наблюдаются, когда Ио в соединении. Нетрудно убедиться на основе проведенного выше анализа, что это соответствует случаю $\tau > \tau_0$, причем концентрация аэрозоля уменьшается при увеличении приливообразующей силы; при этом с увеличением W_n^u должны возрастать и ΔW_n . На эту особенность периода 1963—1966 гг. указывал В. В. Аврамчук [2]. Что касается отсутствия корреляции между ΔW_n^3 и Δg_{np}^3 , то это, по-видимому, связано с возмущениями в слое аэрозоля, происходящими в течение иовинского дня, и вполне вероятно с энергетической точки зрения.

Изменения W_n в период 1960—1961 гг. с положением Ио на орбите соответствуют случаю $\tau_n < \tau_0$ при той же зависимости концентрации от g_{np} . К такому же выводу можно прийти, если учесть, что в этот период отсутствовали значительные вариации центр—край, хотя корреляция между W_n и g_{np} наблюдалась. Отметим, что изменения W_n и вариации центр—край с положением Ио на орбите в период 1960—1961 гг. не могут быть интерпретированы в рамках однослойной модели газ + аэрозоль при общих для обоих периодов предположениях.

Итак, изменение состояния слоя аэрозолей в атмосфере Юпитера может вносить существенный вклад в колебания эквивалентных ширин и вариаций центр—край. Концентрация частиц в слое аэрозоля, по-видимому, в значительной степени зависит от воздействия космических факторов, что с энергетической точки зрения указывает на большую высоту

слоя аэрозоля над облачной поверхностью. Под воздействием приливов-воображающих сил меняется плотность дымки, причем концентрация частиц увеличивается при уменьшении приливной силы.

В заключение сделаем некоторые замечания по поводу теоретической интерпретации среднего хода W_n по диску. В. В. Аврамчук использовал для этой цели однослойную модель и нашел ее параметры λ и X_1 , причем X_1 оказалось равным $\approx 2,5$. Выше было показано, что на ход W_n по диску существенное влияние оказывает слой аэрозоля, особенно в случае $\tau > \tau_0$, которому соответствует период наблюдений 1963—1966 гг. Поэтому найденные значения λ , X_1 в большей степени относятся к слою аэрозоля, чем к облачной поверхности. Если учесть, что дисперсия частиц по размерам достаточно мала [3], значение $X_1 = 2,5$ соответствует частицам $a \approx 0,6$ мк. В [2] размер частиц найден равным 0,2 мк. Очевидно, меньшие размеры получаются вследствие завышенной дисперсии частиц по размерам, так как в [2] использовалось распределение Рокара.

Ю. В. Александров [5], используя обширный фотометрический материал за большой промежуток времени по распределению яркости по диску, нашел также для однослойной модели $X_1 = 1,3$. Вероятно среднее значение оптической толщины дымки за многие годы меньше, чем τ в 1963—1966 гг. В этом случае должны получиться параметры, более близкие к параметрам облачного слоя. Однако надо учитывать также и то, что в [2] и [5] оптические параметры были получены различными методами, хотя и для одной и той же модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Аврамчук. Сб. «Астрометрия и астрофизика», 1, Киев, 1968.
2. В. В. Аврамчук. Автореф. канд. дисс., Л., 1969.
3. М. Ф. Ходячих. Статья в настоящем вестнике.
4. В. Г. Тейфель, Н. В. Прибоева. Изв. АН Казах. ССР, серия физ.-матем. наук, 1, 1963.
5. Ю. В. Александров. Вестник ХГУ, № 8, вып. 2. Изд-во ХГУ, Харьков, 1965.
6. М. Ф. Ходячих. Вестник ХГУ, № 28, вып. 3. Изд-во ХГУ, Харьков, 1968.