

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ СПЕЦИАЛЬНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ЦВЕТА ПО ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Н. Н. Евсюков

Посредством сравнения инфракрасных и ультрафиолетовых фотографий Луны получено распределение цветовых контрастов на ней. Отличие цвета отдельных деталей от цвета средней Луны не превышает $0^m,25$. Возможна люминесценция некоторых деталей.

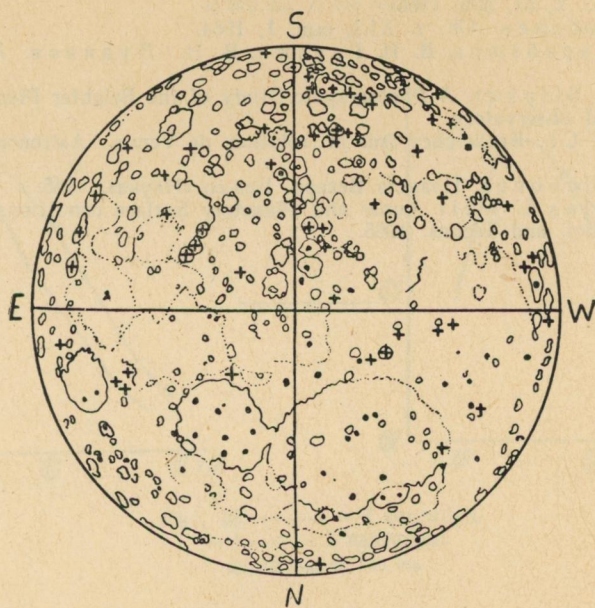


Рис. 1

Ультрафиолетовые снимки Луны в области $370\text{ м}\mu$ получались на несенсибилизированных пластинках фирмы Agfa с применением фильтра УФС-4. Для получения инфракрасных фотографий в области $1000\text{ м}\mu$ использовались пластинки ORWO-1050 в комбинации со светофильтрами ИКС-1 и КС-19. Эти пластинки перед фотографированием гиперсенсибилизировались раствором аммиака.

Абсолютная стандартизация пластинок в ультрафиолете осуществлялась по внефокальным изображениям звезд. Звезды и Луна фотографировались на одинаковых зенитных расстояниях, тем самым исключался коэффициент прозрачности атмосферы.

Альbedo Луны в инфракрасной области спектра вычислялось методом, отличным от обычно применяемых (см. статью в настоящем сборнике). Среднее значение альbedo Луны в области $1000\text{ м}\mu$ равно $0,20$.

Для сравнения была выбрана фаза, наиболее близкая к полнолуннию, $\alpha = -3^\circ,9$. В таблице приведено значение $\lg B$ для многих деталей Луны в абсолютных единицах, т. е. в $\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}}$, $\Delta\lambda = 1 \text{ см}$. Номера деталей соответствуют номерам в каталоге В. А. Федорец [1]. Здесь же приведено значение величины $c(\lambda) = 2^m,5 \lg \frac{B_{\lambda, \Phi}}{B_{\lambda, \kappa}}$ для каждой измеренной детали. Эту величину можно считать некоторым показателем цвета. На рис. 2 величины $c(\lambda)$ построены в зависимости от селенографической долготы λ . Сравнивая этот рисунок с аналогичными для других фаз, находим, что зависимость $c(\lambda)$ изменяется при изменении условий освещения, поэтому реальным различием цвета можно считать только отклонение величины $c(\lambda)$ от среднего значения $c_{\text{ср}}(\lambda)$, т. е. $c' = c(\lambda) - c_{\text{ср}}(\lambda)$. Усреднение производилось по методу наименьших квадратов [2].

Функция $c_{\text{ср}}(\lambda)$ находилась в таком виде:

$$c_{\text{ср}}(\lambda) = a_1 + a_2 \left(\frac{\lambda}{-10^\circ} \right) + a_3 \left(\frac{\lambda}{-10^\circ} \right)^2, \quad \lambda < 0;$$

$$c_{\text{ср}}(\lambda) = a'_1 + a'_2 \left(\frac{\lambda}{10^\circ} \right) + a'_3 \left(\frac{\lambda}{10^\circ} \right)^2, \quad \lambda > 0.$$

Для отрицательных λ составлялась система из 87 линейных уравнений, для положительных λ — из 75. Затем были получены две системы нормальных уравнений, соответствующие коэффициенты вычислялись накоплением. Каждая система решалась методом квадратного корня. Привожу окончательный результат:

$$c_{\text{ср}}(\lambda) = -0^m,848 - 0^m,034 \left(\frac{\lambda}{-10^\circ} \right) + 0^m,0045 \left(\frac{\lambda}{-10^\circ} \right)^2, \quad \lambda < 0,$$

$$c_{\text{ср}}(\lambda) = -0^m,889 - 0^m,017 \left(\frac{\lambda}{10^\circ} \right) + 0^m,0014 \left(\frac{\lambda}{10^\circ} \right)^2, \quad \lambda > 0.$$

Максимум $c_{\text{ср}}(\lambda)$ лежит вблизи $\lambda = -6^\circ$. Интерпретация особенностей этой кривой будет опубликована позже.

Затем составлялась матрица, обратная матрице, состоящей из коэффициентов нормальных уравнений. По коэффициентам этой матрицы, используя таблицу распределения Стюдента, вычислялись доверительные интервалы для коэффициентов a_1, a_2, a_3 и дисперсии σ . Для всей совокупности точек эти интервалы таковы:

$$-0^m,876 < a_1 < -0^m,820 \text{ при надежности } 0,9,$$

$$-0^m,044 < a_2 < -0^m,024 \quad \gg \quad 0,6,$$

$$+0^m,0033 < a_3 < +0^m,0057 \quad \gg \quad 0,6,$$

$$+0^m,080 < \sigma < +0^m,093 \quad \gg \quad 0,9.$$

Для остальных трех коэффициентов доверительные интервалы в процентном отношении не могут существенно отличаться от приведенных.

Уменьшить доверительные интервалы или соответственно увеличить надежность можно, используя другие фазы.

В последнем столбце таблицы приведено значение c' . Плюс соответствует деталям более зеленоватым, чем средняя Луна, минус — более красным. Распределение цветовых контрастов на Луне показано на рис. 1. Крестиками обозначены зеленоватые области, точками — красноватые.

Основные выводы данной работы таковы:

1. Отклонение цвета отдельной детали от цвета средней Луны для большинства деталей не превышает $0^m,25$.

2. Имеется несколько деталей с аномально большим отклонением цвета: для Аристарха $c' = 0^m,54$, для Прокла $c' = 0^m,37$. По всей вероятности, это связано с люминесценцией деталей.

3. Красноватыми являются Море Ясности, Море Дождей, отдельные участки Океана Бурь, северная часть Моря Кризисов, Залив Радуги, Центральный Залив, область южнее Аппенин, Платон, дно и окрестности Птолемея, дно Альфонса, Озеро Сновидений, внутренняя часть Гримальди, Пятно Вуда и другие детали.

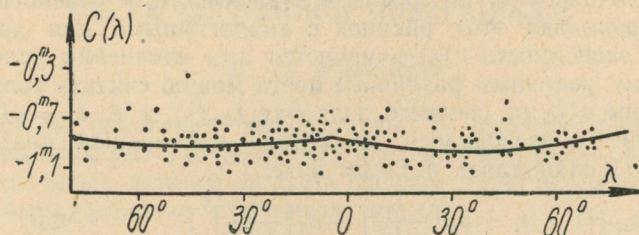


Рис. 2

4. Зеленоваты Аристарх, Прокл, Болото Сна, Кеплер и его окрестности, Коперник и его окрестности, Тихо и его лучи, область вокруг Гримальди, дно Клавия, Море Влажности, область рядом с Гемусом, Фракастор, Феофил, Кирилл, Катарина, Лангрэн, Венделин, Петавий, гористая область вблизи Южного Полюса и некоторые другие детали.

Это распределение цвета на Луне качественно согласуется с цветными фотографиями, полученными Н. П. Барабашовым [3, 4] и двухцветными фотографиями, полученными Мите и Зегертом [5].

Создается впечатление, что более древние области в основном красноваты, более молодые — зеленоваты. Действие космических факторов приводит, вероятно, не только к уменьшению цветовых контрастов, но и делает цвет Луны более красноватым.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Федоренко. Фотографическая фотометрия лунной поверхности. Уч. зап. Харьковск. ун-та, 42, 49, 1952.
2. Ю. В. Линник. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений. Физматгиз, 1962.
3. Н. П. Барабашов. О цветных контрастах на поверхности Луны. Циркуляр Харьковск. астрон. обсерват. 1953, № 2, 3.
4. Н. П. Барабашов и А. Т. Чекирда. О цветных контрастах лунной поверхности. Труды астрон. обсерв. Харьковск. ун-та, 3 (11), 13, 1954.
5. A. Miethe und B. Seegert. Über qualitative Verschiedenheiten des von den einzelnen Teilen der Mondoberfläche reflektierten Lichtes. Astronomische Nachrichten, 188, 9, abb. 11, 239, 1911.

Таблица 1

№ детали	φ	λ	$\lg B_{y. \text{ ф.}}$	$\lg B_{н. \text{ к.}}$	$c(\lambda)$	c'
1	+20°,0	+61°,1	8,437	8,830	-0 ^m ,981	-0 ^m ,040
2	+18°,2	+54°,5	8,415	8,812	-0 ^m ,991	-0 ^m ,051
3	+12°,2	+56°,5	8,382	8,772	-0 ^m ,975	-0 ^m ,035
4	+14°,0	+42°,8	8,590	8,924	-0 ^m ,833	+0 ^m ,105
5	-15°,0	+34°,1	8,460	8,820	-0 ^m ,900	+0 ^m ,030
6	-8°,5	+60°,7	8,612	8,950	-0 ^m ,844	+0 ^m ,096
7	-17°,0	+61°,6	8,515	8,855	-0 ^m ,850	+0 ^m ,090
8	-24°,3	+59°,5	8,612	8,970	-0 ^m ,894	+0 ^m ,046
9	+6°,5	+55°,0	8,568	8,930	-0 ^m ,905	+0 ^m ,035
10	+27°,3	+56°,0	8,557	8,965	-1 ^m ,020	-0 ^m ,080
11	-30°,7	+80°,0	8,425	8,875	-1 ^m ,125	-0 ^m ,200
12	+43°,0	+65°,0	8,568	8,940	-0 ^m ,930	+0 ^m ,005
13	+20°,0	+17°,0	8,450	8,824	-0 ^m ,933	-0 ^m ,018
14	+22°,1	+18°,0	8,357	8,795	-1 ^m ,094	-0 ^m ,178
15	+25°,9	+17°,0	8,382	8,812	-1 ^m ,076	-0 ^m ,161
15a	+28°,8	+10°,0	8,370	8,808	-1 ^m ,094	-0 ^m ,189
16	+21°,0	+20°,0	8,425	8,808	-0 ^m ,958	-0 ^m ,041
16a	+22°,0	+27°,0	8,345	8,772	-1 ^m ,068	-0 ^m ,141
17	+22°,0	+13°,0	8,335	8,768	-1 ^m ,081	-0 ^m ,171
18	+29°,9	+26°,5	8,345	8,783	-1 ^m ,093	-0 ^m ,166
19	+27°,7	+34°,0	8,482	8,926	-1 ^m ,110	-0 ^m ,180
20	+35°,5	+35°,0	8,393	8,855	-1 ^m ,155	-0 ^m ,225
21	-21°,2	+32°,3	8,515	8,849	-0 ^m ,832	+0 ^m ,098
22	-11°,7	+26°,8	8,700	8,960	-0 ^m ,650	+0 ^m ,274
23	-13°,3	+24°,0	8,678	8,995	-0 ^m ,792	+0 ^m ,130
24	-17°,4	+23°,0	8,666	8,940	-0 ^m ,684	+0 ^m ,236
25	+58°,0	-17°,0	8,460	8,865	-1 ^m ,012	-0 ^m ,122
26	+51°,0	+30°,0	8,470	8,862	-0 ^m ,980	-0 ^m ,053
27	+31°,9	+29°,5	8,568	8,949	-0 ^m ,952	-0 ^m ,025
28	+16°,0	+15°,9	8,645	8,980	-0 ^m ,838	+0 ^m ,072
29	+14°,4	+8°,5	8,602	8,940	-0 ^m ,845	+0 ^m ,057
30	-3°,1	+56°,0	8,405	8,808	-1 ^m ,008	-0 ^m ,068
31	-4°,0	+46°,0	8,393	8,799	-1 ^m ,015	-0 ^m ,078
32	-7°,5	+47°,0	8,535	8,908	-0 ^m ,932	+0 ^m ,005
33	-7°,5	+45°,0	8,450	8,855	-1 ^m ,012	-0 ^m ,075
34	+8°,2	+68°,0	8,580	8,920	-0 ^m ,850	-0 ^m ,088
35	+16°,4	+45°,2	8,689	8,980	-0 ^m ,727	+0 ^m ,210
36	-4°,0	+25°,0	8,482	8,843	-0 ^m ,902	+0 ^m ,020
37	-25°,0	+35°,0	8,612	8,935	-0 ^m ,808	+0 ^m ,123
38	+13°,0	+12°,0	8,492	8,855	-0 ^m ,908	0 ^m ,000
39	-3°,0	+14°,0	8,557	8,910	-0 ^m ,882	+0 ^m ,028
40	+38°,0	+43°,0	8,557	8,956	-0 ^m ,998	-0 ^m ,062
41	+8°,0	+30°,0	8,381	8,768	-0 ^m ,968	-0 ^m ,041

Продолжение табл. 1

№ детали	φ	λ	$\lg B_{y. \text{ ф.}}$	$\lg B_{и. \text{ к.}}$	$c(\lambda)$	c'
42	+12°,0	+37°,0	8,405	8,761	-0 ^m ,890	+0 ^m ,042
43	+1°,0	+25°,0	8,425	8,820	-0 ^m ,988	-0 ^m ,036
44	-5°,0	+5°,1	8,568	8,900	-0 ^m ,830	+0 ^m ,063
45	+33°,3	+2°,0	8,482	8,870	-0 ^m ,970	-0 ^m ,078
46	+30°,9	+2°,0	8,535	6,875	-0 ^m ,850	+0 ^m ,042
47	+30°,9	+1°,3	8,557	8,885	-0 ^m ,820	+0 ^m ,070
48	+33°,3	+0°,5	8,548	8,908	-0 ^m ,900	-0 ^m ,011
49	+14°,0	+2°,0	8,370	8,820	-1 ^m ,125	-0 ^m ,233
51	+10°,0	+8°,0	8,357	8,735	-0 ^m ,945	-0 ^m ,044
52	-8°,1	-2°,8	8,482	8,875	-0 ^m ,981	-0 ^m ,100
53	-12°,8	-3°,3	8,525	8,915	-0 ^m ,975	-0 ^m ,095
54	-13°,3	-4°,4	8,590	8,855	-0 ^m ,662	+0 ^m ,213
55	-13°,1	-2°,0	8,515	8,875	-0 ^m ,900	-0 ^m ,020
56	+51°,2	-10°,0	8,425	8,828	-1 ^m ,003	-0 ^m ,128
57	+50°,5	-8°,7	8,503	8,838	-0 ^m ,833	-0 ^m ,036
58	+17°,0	-2°,0	8,535	8,892	-0 ^m ,892	-0 ^m ,012
59	0°,0	0°,0	8,450	8,835	-0 ^m ,963	-0 ^m ,073
60	+7°,0	-8°,0	8,310	8,765	-1 ^m ,139	-0 ^m ,269
61	-43°,0	-11°,1	8,733	8,967	-0 ^m ,585	+0 ^m ,295
62	-41°,1	-8°,0	8,667	8,949	-0 ^m ,705	+0 ^m ,165
63	-40°,0	-11°,0	8,624	8,935	-0 ^m ,778	+0 ^m ,102
64	-43°,0	-13°,0	8,677	8,970	-0 ^m ,733	+0 ^m ,152
65	-36°,5	-28°,0	8,557	8,882	-0 ^m ,813	+0 ^m ,092
66	-35°,0	-28°,0	8,437	8,805	-0 ^m ,920	-0 ^m ,015
67	-23°,0	-24°,0	8,492	8,838	-0 ^m ,866	+0 ^m ,034
68	-23°,0	-21°,5	8,415	8,795	-0 ^m ,950	-0 ^m ,050
69	-54°,5	-25°,0	8,645	8,940	-0 ^m ,738	+0 ^m ,167
70	-54°,0	-27°,0	8,580	8,892	-0 ^m ,780	+0 ^m ,125
71	+29°,8	-4°,0	8,460	8,839	-0 ^m ,947	-0 ^m ,072
72	+9°,0	-20°,0	8,645	8,970	-0 ^m ,812	+0 ^m ,088
73	+12°,3	-17°,7	8,535	8,860	-0 ^m ,812	+0 ^m ,082
73a	+11°,0	-17°,0	8,405	8,810	-1 ^m ,012	-0 ^m ,122
74	+6°,0	-22°,0	8,492	8,845	-0 ^m ,882	+0 ^m ,018
74a	+7°,0	-21°,5	8,548	8,875	-0 ^m ,818	+0 ^m ,082
75	+23°,0	-21°,8	8,438	8,840	-1 ^m ,005	-0 ^m ,105
76	+23°,0	-22°,8	8,382	8,800	-1 ^m ,045	-0 ^m ,145
77	+28°,0	-15°,5	8,460	8,830	-0 ^m ,925	-0 ^m ,035
78	+27°,0	-14°,0	8,370	8,795	-1 ^m ,063	-0 ^m ,178
79	-33°,8	-5°,1	8,612	8,920	-0 ^m ,770	+0 ^m ,130
79a	-35°,0	+7°,0	8,568	8,920	-0 ^m ,880	+0 ^m ,022
79в	-37°,0	+10°,0	8,635	8,920	-0 ^m ,712	+0 ^m ,193
79с	-35°,0	+10°,0	8,580	8,920	-0 ^m ,850	+0 ^m ,055
80	+7°,5	-37°,8	8,602	8,920	-0 ^m ,794	+0 ^m ,116

Продолжение табл. 1

№ детали	φ	λ	$\lg B_{y. \text{ ф.}}$	$\lg B_{н. \text{ к.}}$	$c(\lambda)$	c'
81	$\mp 8^\circ, 0$	$-36^\circ, 5$	8,548	8,850	$-0^m, 755$	$\mp 0^m, 155$
82	$\mp 4^\circ, 5$	$-36^\circ, 5$	8,437	8,808	$-0^m, 929$	$-0^m, 019$
83	$\mp 30^\circ, 0$	$-17^\circ, 0$	8,382	8,790	$-1^m, 020$	$-0^m, 130$
84	$\mp 51^\circ, 3$	$-12^\circ, 0$	8,535	8,910	$-0^m, 939$	$-0^m, 059$
85	$-11^\circ, 7$	$\mp 4^\circ, 5$	8,535	8,892	$-0^m, 892$	$\mp 0^m, 008$
86	$-17^\circ, 8$	$-2^\circ, 8$	8,602	8,920	$-0^m, 795$	$\mp 0^m, 085$
87	$-32^\circ, 5$	$\mp 5^\circ, 0$	8,460	8,830	$-0^m, 925$	$-0^m, 020$
88	$\mp 43^\circ, 0$	$-16^\circ, 0$	8,425	8,820	$-0^m, 988$	$-0^m, 098$
89	$\mp 28^\circ, 5$	$-35^\circ, 0$	8,503	8,828	$-0^m, 812$	$\mp 0^m, 098$
90	$\mp 42^\circ, 0$	$-43^\circ, 0$	8,557	8,903	$-0^m, 865$	$\mp 0^m, 045$
91	$\mp 40^\circ, 0$	$-28^\circ, 0$	8,345	8,775	$-1^m, 075$	$-0^m, 170$
92	$\mp 29^\circ, 0$	$\mp 6^\circ, 0$	8,460	8,820	$-0^m, 900$	$0^m, 000$
93	$-21^\circ, 8$	$-14^\circ, 9$	8,470	8,795	$-0^m, 812$	$\mp 0^m, 078$
94	$-26^\circ, 0$	$-15^\circ, 0$	8,450	8,780	$-0^m, 825$	$\mp 0^m, 065$
95	$-8^\circ, 0$	$-13^\circ, 0$	8,357	8,755	$-0^m, 995$	$-0^m, 112$
96	$-29^\circ, 1$	$-13^\circ, 8$	8,492	8,840	$-0^m, 870$	$\mp 0^m, 015$
97	$-58^\circ, 0$	$-15^\circ, 0$	8,667	8,940	$-0^m, 683$	$\mp 0^m, 207$
97a	$-56^\circ, 5$	$-18^\circ, 8$	8,645	8,950	$-0^m, 762$	$\mp 0^m, 133$
97b	$-57^\circ, 0$	$-8^\circ, 0$	8,667	8,950	$-0^m, 709$	$\mp 0^m, 161$
97c	$-57^\circ, 0$	$-6^\circ, 8$	8,655	8,950	$-0^m, 738$	$\mp 0^m, 132$
98	$\mp 12^\circ, 0$	$-10^\circ, 0$	8,450	8,830	$-0^m, 950$	$-0^m, 072$
99	$\mp 12^\circ, 0$	$-3^\circ, 6$	8,425	8,808	$-0^m, 958$	$-0^m, 078$
100	$\mp 45^\circ, 0$	$-32^\circ, 5$	8,415	8,830	$-1^m, 038$	$-0^m, 128$
101	$\mp 45^\circ, 0$	$-34^\circ, 0$	8,357	8,808	$-1^m, 130$	$-0^m, 220$
102	$\mp 23^\circ, 0$	$-47^\circ, 1$	8,820	8,970	$-0^m, 375$	$\mp 0^m, 535$
103	$-22^\circ, 6$	$-37^\circ, 6$	8,438	8,772	$-0^m, 834$	$\mp 0^m, 076$
104	$\mp 25^\circ, 0$	$\mp 5^\circ, 0$	8,470	8,862	$-0^m, 980$	$-0^m, 080$
105	$\mp 38^\circ, 6$	$\mp 4^\circ, 0$	8,557	8,920	$-0^m, 908$	$-0^m, 010$
106	$-0^\circ, 1$	$-58^\circ, 0$	8,382	8,750	$-0^m, 920$	$-0^m, 025$
107	$\mp 32^\circ, 0$	$-46^\circ, 0$	8,437	8,800	$-0^m, 908$	$0^m, 000$
108	$\mp 10^\circ, 0$	$-45^\circ, 0$	8,335	8,735	$-1^m, 000$	$-0^m, 090$
109	$\mp 50^\circ, 0$	$-66^\circ, 0$	8,470	8,845	$-0^m, 938$	$-0^m, 058$
110	$\mp 42^\circ, 0$	$-52^\circ, 0$	8,425	8,788	$-0^m, 908$	$-0^m, 005$
111	$\mp 24^\circ, 0$	$-50^\circ, 0$	8,482	8,845	$-0^m, 908$	$0^m, 000$
112	$\mp 26^\circ, 0$	$-48^\circ, 0$	8,515	8,860	$-0^m, 862$	$\mp 0^m, 048$
113	$\mp 26^\circ, 0$	$-46^\circ, 0$	8,393	8,820	$-0^m, 068$	$-0^m, 158$
114	$-17^\circ, 7$	$-40^\circ, 0$	8,503	8,892	$-0^m, 972$	$-0^m, 060$
115	$-5^\circ, 2$	$-60^\circ, 0$	8,557	8,808	$-0^m, 630$	$\mp 0^m, 250$
116	$-25^\circ, 0$	$-32^\circ, 1$	8,357	8,745	$-0^m, 970$	$-0^m, 060$
117	$-43^\circ, 8$	$-55^\circ, 4$	8,568	8,830	$-0^m, 655$	$\mp 0^m, 245$
118	$-5^\circ, 2$	$-67^\circ, 1$	8,405	8,735	$-0^m, 825$	$\mp 0^m, 050$
119	$-6^\circ, 0$	$-78^\circ, 0$	8,535	8,882	$-0^m, 868$	$-0^m, 023$
120	$-42^\circ, 8$	$-57^\circ, 5$	8,515	8,835	$-0^m, 800$	$\mp 0^m, 095$

Продолжение табл. 1

№ детали	φ	λ	$\lg B_{y. \text{ ф.}}$	$\lg B_{н. \text{ к.}}$	$c (\lambda)$	c'
121	$-46^{\circ},0$	$-53^{\circ},0$	8,460	8,835	$-0^m,938$	$-0^m,038$
122	$+23^{\circ},0$	$-65^{\circ},0$	8,393	8,780	$-0^m,969$	$-0^m,089$
123	$-5^{\circ},0$	$+35^{\circ},0$	8,568	8,928	$-0^m,900$	$+0^m,030$
124	$-3^{\circ},0$	$-8^{\circ},0$	8,612	8,928	$-0^m,790$	$+0^m,080$
125	$-25^{\circ},0$	$0^{\circ},0$	8,568	8,928	$-0^m,900$	$-0^m,010$
126	$+54^{\circ},0$	$-10^{\circ},0$	8,557	8,903	$-0^m,867$	$+0^m,008$
128	$0^{\circ},0$	$+70^{\circ},0$	8,525	8,890	$-0^m,912$	$+0^m,018$
129	$+22^{\circ},0$	$+70^{\circ},0$	8,557	8,940	$-0^m,958$	$-0^m,028$
130	$+60^{\circ},0$	$+65^{\circ},0$	8,635	8,987	$-0^m,880$	$+0^m,055$
131	$+70^{\circ},0$	$-10^{\circ},0$	8,700	9,015	$-0^m,788$	$+0^m,087$
132	$-70^{\circ},0$	$0^{\circ},0$	8,602	8,890	$-0^m,720$	$+0^m,170$
133	$-60^{\circ},0$	$+70^{\circ},0$	8,568	8,893	$-0^m,812$	$+0^m,118$
134	$-1^{\circ},0$	$-75^{\circ},0$	8,635	8,910	$-0^m,688$	$+0^m,162$
135	$-30^{\circ},0$	$-80^{\circ},0$	8,515	8,855	$-0^m,850$	$-0^m,010$
136	$-60^{\circ},0$	$-78^{\circ},0$	8,590	8,890	$-0^m,750$	$+0^m,095$
137	$+30^{\circ},0$	$-75^{\circ},0$	8,460	8,845	$-0^m,962$	$-0^m,110$
138	$+60^{\circ},0$	$-75^{\circ},0$	8,548	8,970	$-1^m,055$	$-0^m,202$
140	$+16^{\circ},0$	$+46^{\circ},4$	8,798	9,025	$-0^m,567$	$+0^m,373$
142	$+31^{\circ},7$	$+20^{\circ},0$	8,370	8,805	$-1^m,088$	$-0^m,168$
143	$+31^{\circ},7$	$+22^{\circ},0$	8,438	8,815	$-0^m,940$	$-0^m,020$
144	$-34^{\circ},2$	$+36^{\circ},0$	8,580	8,925	$-0^m,862$	$+0^m,068$
145	$-8^{\circ},0$	$+11^{\circ},2$	8,722	8,985	$-0^m,658$	$+0^m,252$
147	$-37^{\circ},1$	$+59^{\circ},6$	8,755	8,990	$-0^m,588$	$+0^m,352$
147a	$+37^{\circ},0$	$+59^{\circ},6$	8,557	8,975	$-1^m,045$	$-0^m,105$
148	$-32^{\circ},5$	$+61^{\circ},8$	8,580	8,950	$-0^m,925$	$+0^m,010$
149	$-29^{\circ},5$	$+50^{\circ},7$	8,547	8,930	$-0^m,958$	$-0^m,018$
150	$-27^{\circ},0$	$+42^{\circ},9$	8,568	8,920	$-0^m,880$	$+0^m,058$
155	$-7^{\circ},2$	$-6^{\circ},0$	8,535	8,930	$-0^m,988$	$-0^m,118$
156	$-4^{\circ},9$	$-36^{\circ},1$	8,345	8,729	$-0^m,960$	$-0^m,050$
160	$+19^{\circ},5$	$-37^{\circ},0$	8,370	8,795	$-1^m,062$	$-0^m,152$
161	$0^{\circ},0$	$-35^{\circ},0$	8,415	8,800	$-0^m,962$	$-0^m,052$
162	$-2^{\circ},5$	$-41^{\circ},8$	8,382	8,729	$-0^m,868$	$+0^m,042$
163	$-11^{\circ},0$	$-52^{\circ},0$	8,345	8,765	$-1^m,050$	$-0^m,150$
164	$+32^{\circ},5$	$-50^{\circ},0$	8,438	8,810	$-0^m,930$	$-0^m,025$
165	$+32^{\circ},5$	$-41^{\circ},4$	8,405	8,810	$-1^m,012$	$-0^m,102$
166	$-15^{\circ},5$	$-6^{\circ},5$	8,602	8,902	$-0^m,750$	$+0^m,120$
167	$-17^{\circ},0$	$-46^{\circ},6$	8,558	8,902	$-0^m,860$	$+0^m,050$
168	$-18^{\circ},5$	$-53^{\circ},8$	8,548	8,880	$-0^m,830$	$+0^m,070$

О НЕКОТОРЫХ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ОШИБКАХ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ФОТОМЕТРИИ ПЛАНЕТНЫХ ДИСКОВ

В. Н. Дудинов

Фотометрии планет, как и любому процессу измерения, свойственны случайная и систематическая погрешности. В настоящее время при измерении распределения яркости по диску планеты легко можно достигнуть такой точности, что внутренняя сходимость результатов будет порядка 1%. Именно эта сравнительно высокая точность фотометрии дала возможность М. Минаерту [1], а позднее В. И. Езерскому [2] применить для исследования однородности планетных атмосфер принцип взаимности Гельмгольца. Но внутренняя сходимость результатов сама по себе не может быть достаточно надежным критерием полученных данных. Поэтому мы остановимся на выявлении некоторых систематических погрешностей, которыми могут быть отягощены не только фотометрические каталоги различных авторов, но и результаты их сравнения между собой.

При фотометрии планет систематические ошибки, в той или иной мере присущие всем наблюдениям, могут быть обусловлены диффракцией на оправе объектива, замытием изображения за счет атмосферной турбулентции, а также фотографической иррадиацией в случае фотографической фотометрии.

Естественно, что исследованием этих погрешностей занимались многие авторы, в том числе Н. Струве [7], В. Г. Фесенков [8], Н. П. Барабашов [9], И. А. Паршин [10], В. Н. Лебединец [11], и другие. Но эти исследования практически всегда сводились к определению зоны вблизи края диска, где систематическая ошибка в измерении яркости могла превзойти случайные ошибки фотометрии.

Мы поставили перед собой задачу дать по крайней мере качественный анализ систематических погрешностей на всем диске планеты.

Как и в [3, 4, 5], будем приближенно считать, что измеренное распределение яркости по диску планеты является линейным преобразованием истинного распределения, с разностным ядром, т. е.

$$F(x, y) = \iint_G f(x', y') g(x - x', y - y') dx' dy',$$

где $F(x, y)$ — измеренное распределение яркости по диску планеты;

$f(x, y)$ — истинное распределение яркости;

$g(x, y)$ — аппаратная функция прибора, в данном случае это измеренное распределение яркости по изображению звезды.

Интегрирование ведется только по области, занятой геометрическими размерами светящегося диска планеты.

1. О ПОГРЕШНОСТИ В ОПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРА q ПЛАНЕТЫ

В работах [3] и [4] авторы указывают на наличие систематической погрешности в определении параметра q (фактор гладкости планеты), которая обусловлена замытием изображения за счет рассеяния света в

земной атмосфере так, что q , полученное различными авторами, всегда является завышенным. Остановимся на этом вопросе более подробно.

В работе [5] было показано, что замытие диска планеты можно рассматривать, в первую очередь, как ограничение высших пространственных частот в изображении. Из результатов, полученных на ГАО АН УССР [4], видно, что распределение яркости по изображению звезды удобно

аппроксимировать гауссовой кривой $g(r) \sim e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}$ с σ порядка $1'',5 \div 2''$.

В этом случае функция, ограничивающая высшие пространственные частоты, являясь преобразованием Фурье $g(r)$, также описывается гауссовой кривой:

$$g(\omega) \sim e^{-\frac{\sigma^2 \omega^2}{2}}.$$

Как и в [5], все дальнейшие выкладки будем проводить в одномерном приближении. Тогда по аналогии с радиоп физикой $g(\omega)$ будем называть частотной характеристикой линейного прибора, а область задания $g(\omega)$ — его полосой пропускания.

Представим распределение яркости по диску планеты в противостояние в виде формулы Сытинской для шероховатых поверхностей:

$$B(q, x) = B_0 (1 - x^2)^{q/2},$$

где B_0 — яркость в центре диска;

q — фактор гладкости ($0 \leq q \leq 1$);

x — координата, отсчитанная от центра диска.

Преобразование Фурье $B(x)$ находим в виде

$$\Phi(q, \omega) = B_0 2^{q/2} \Gamma\left(1 + \frac{q}{2}\right) J_{\frac{q+1}{2}}(\omega) \omega^{-\frac{q+1}{2}}.$$

Нетрудно видеть, что основная часть энергии любой из функций $\Phi(q, \omega)$, т. е. $\int_{-\infty}^{+\infty} |\Phi(q, \omega)|^2 d\omega$ сосредоточена в интервале ω , заключенном между первыми нулями функции $J_{\frac{q+1}{2}}(\omega)$, т. е. приблизительно в полосе $|\omega| < 3$.

Учитывая равенство Парсеваля, можем записать

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |B(q, x)|^2 dx = \int_{-\infty}^{+\infty} |\Phi(q, \omega)|^2 d\omega \approx \int_{-3}^{+3} |\Phi(q, \omega)|^2 d\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} |B^*(q, x')|^2 dx'.$$

Здесь $B(q, x)$ и $B^*(q, x')$ — соответственно истинное и измеренное распределение яркости по диску планеты.

Ввиду малости отличия энергий измеренной и истинной функций распределения, даже при $\sigma \sim 0,3 \div 0,4$ ($\omega < 3$), отличие между измеренными распределениями яркости по диску планеты для различных q остается почти таким же, как и для истинных распределений.

Если заранее известно, что распределение яркости по диску планеты удовлетворяет формуле Сытинской, то для получения истинного распределения яркости необходимо только найти способ, при помощи которого можно сопоставить каждому измеренному распределению $B^*(q, x')$ истинное $B(q, x)$. При этом погрешность измерения не должна превосходить некоторую величину, характеризующую отличие распределений при различных q . Однако на практике дело обстоит гораздо сложнее.

В качестве примера рассмотрим при двух крайних значениях параметра q функцию $\Phi(q, \omega)$:

$$\Phi_0(\omega) = B_0 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\sin \omega}{\omega} \quad \text{при } q = 0;$$

$$\Phi_1(\omega) = B_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{I_1(\omega)}{\omega} \quad \text{при } q = 1.$$

Оказывается, что поведение функций $I_1(\omega)$ и $\frac{1}{2} \sin \omega$ при малых значениях ω одинаково и вблизи нуля $\Phi_1(\omega)$ и $\Phi_0(\omega)$ отличаются только постоянным множителем

$$\Phi_1(\omega) = \frac{\pi}{4} \Phi_0(\omega).$$

Асимптотически же при $\omega \rightarrow \infty$ $\Phi_1(\omega)$ стремится к нулю как $\omega^{-3/2}$, а $\Phi_0(\omega)$ — как ω^{-1} .

Можно показать, что среднеквадратичное отклонение $\frac{\pi}{4} \Phi_0(\omega)$ от $\Phi_1(\omega)$

$$\Delta = \sqrt{\frac{\int_{-\omega_0}^{\omega_0} \left[\Phi_1(\omega) - \frac{\pi}{4} \Phi_0(\omega) \right]^2 d\omega}{\int_{-\omega_0}^{\omega_0} [\Phi_1(\omega)]^2 d\omega}} = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \left[B_1(\omega) - \frac{\pi}{4} B_0^*(x) \right]^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} [B_1^*(x)]^2 dx}}$$

в пределах полосы $|\omega| < 1$ не превосходит 1%, а в пределах $|\omega| < 3$ не превосходит 12%, и только в пределах $|\omega| < 7$ достигает 25 %. Очевидно, что для любых других значений параметра q это отличие будет еще меньше.

Таким образом, две функции распределения яркости, характеризующиеся различным значением параметра q , при достаточно больших σ будут отличаться только постоянным множителем. Но отличие на постоянный множитель как раз и не является существенным, поскольку в распределение яркости по диску входит в качестве неизвестного альбедо планеты. Отметим, что подобное явление может иметь место и при фазах, отличных от нуля.

В этих случаях более надежную информацию о распределении яркости по диску можно получить по измерению фазовой функции, предполагая, естественно, известным закон изменения яркости с фазой. Собственно говоря, на этом принципе и было основано получение значения параметра q для Марса Н. П. Барабашовым, Ю. В. Александровым и В. И. Гаражой в работе [6].

Что же касается измеряемой функции распределения яркости по диску, то она при достаточно больших σ для любого q будет иметь наименьшее отклонение от той истинной функции, которая обладает наиболее узким спектром. В случае противостояния такой функцией является ламбертовская, для которой $q = 1$.

Если не учитывать систематических искажений, обусловленных замытием изображения, и принимать измеренное распределение яркости за действительное, то, как указано в [3, 4], полученное значение параметра q будет завышенным. Но в действительности при законе, близком к ламбертовскому, даже при не слишком больших σ случайная погрешность в отсчете нулевой яркости (фон на фотопластинке) может привести как к уменьшению, так и к увеличению этого параметра. Таким образом, сделанное в [3, 4] утверждение о систематическом завышении параметра q , теряет силу при q , близких к 1, так как в этом случае ошибка определения q имеет уже скорее случайный характер.

2. О НЕКОТОРЫХ ПОГРЕШНОСТЯХ ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ ПО ДИСКУ ПЛАНЕТЫ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФАЗЕ

Распределение яркости по диску планеты является некоторой функцией двух координат $f(x, y)$, заданной внутри области, ограниченной линиями $x = \sqrt{1-y^2}$ и $x = \cos \alpha \sqrt{1-y^2}$, т. е. геометрическими размерами светящегося диска. Вне этой области функция $f(x, y)$ тождественно равна 0.

Поскольку распределение яркости по изображению звезды легко аппроксимируется функцией $q(x, y) \sim e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}}$, то измеренное распределение яркости по планете можно представить, по крайней мере приближенно, в виде

$$F(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \iint_{G(x, y)} f(x-x', y-y') e^{-\frac{x'^2+y'^2}{2\sigma^2}} dx' dy', \quad (1)$$

где интегрирование ведется только по области задания $f(x, y)$.

Функцию $f(x, y)$ можно считать непрерывной внутри области G . Измеренная же функция $F(x, y)$ непрерывна на всей плоскости в силу непрерывности ядра данного интегрального уравнения [14].

Чаще всего при измерении распределения яркости по диску планеты нас интересует распределение вдоль экватора интенсивности. Как будет показано ниже, в этом случае $f(x, y)$ можно приближенно считать зависящей только от одной координаты, т. е. считать, что планета по оси y простирается на бесконечность и яркость ее не зависит от y . Это предположение позволяет сравнительно легко провести численную оценку отклонений между истинным и измеренным распределением яркости по диску планеты для любого конкретного распределения. Результаты вычислений в одномерном случае приведены на рис. 1—6 для некоторых конкретных распределений.

Как следует из приведенных графиков, весьма существенной может оказаться ошибка в определении центра диска планеты. При этом ошибка носит скорее систематический, нежели случайный характер, а именно — центр диска, найденный из наблюдений, будет чаще всего смещен в сторону лимба (ср. с [16]). Кроме того, следует ожидать при произвольном законе распределения яркости смещения максимума яркости, а также нарушения принципа взаимности, поскольку искажающее влияние атмосферы будет больше со стороны лимба.

Попытаемся теперь оценить величину погрешности, обусловленной заменой двухмерного распределения яркости одномерным.

Поскольку подынтегральная функция в уравнении (1) быстро стремится к нулю вне круга $x^2 + y^2 = \sigma^2$, то при малых σ можно воспользоваться разложением $f(x-x', y-y')$ в ряд Тэйлора вблизи точки с координатами (x, y) и в (1) подставить только несколько членов разложения. Тогда для экватора интенсивности

$$\begin{aligned} F(x, 0) = & \frac{f(x, 0)}{2\pi\sigma^2} \int_{-(a+x)}^{(b-x)} e^{-\frac{x'^2}{2\sigma^2}} dx' \int_{-\varphi(x-x')}^{\varphi(x-x')} e^{-\frac{y'^2}{2\sigma^2}} dy' + \\ & + \frac{f'_x(x, 0)}{2\pi\sigma^2} \int_{-(a+x)}^{(b-x)} x' e^{-\frac{x'^2}{2\sigma^2}} dx' \int_{-\varphi(x-x')}^{\varphi(x-x')} e^{-\frac{y'^2}{2\sigma^2}} dy' + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{f''_{xx}(x, 0)}{4\pi\sigma^2} \int_{-(a+x)}^{(b-x)} x'^2 e^{-\frac{x'^2}{2\sigma^2}} dx' \int_{-\varphi(x-x')}^{\varphi(x-x')} e^{-\frac{y'^2}{2\sigma^2}} dy' + \\
& + \frac{f''_{yy}(x, 0)}{4\pi\sigma^2} \int_{-(a+x)}^{(b-x)} e^{-\frac{x'^2}{2\sigma^2}} dx' \int_{-\varphi(x-x')}^{\varphi(x-x')} y'^2 e^{-\frac{y'^2}{2\sigma^2}} dy' + \dots
\end{aligned} \quad (2)$$

Здесь a и b — границы светящегося диска по оси x ; $\varphi(x)$ — определяет границу области задания $f(x, y)$.

Отсутствие членов с первой производной по y и смешанной производной в (2) объясняется двумя причинами. Во-первых, точки экватора интенсивности для любого сечения параллельно оси y можно считать точками экстремума, где $f'_y(x, 0) = 0$, а значит $f''_{xy}(x, 0) = 0$. Во-вторых, интегрирование по y' ведется в симметричных пределах и интеграл

$\int_{-\varphi(x-x')}^{\varphi(x-x')} y'^2 e^{-\frac{y'^2}{2\sigma^2}} dy'$ от антисимметричной функции равен 0. Отметим, что

оба эти условия не выполняются для сечений, параллельных экватору интенсивности.

Если положить $\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{-\varphi(x-x')}^{\varphi(x-x')} e^{-\frac{y'^2}{2\sigma^2}} dy' = 1$, что, очевидно, является справедливым при малом σ везде вдоль экватора интенсивности, за исключением самого края диска вплоть до $x \sim \sqrt{1-\sigma^2}$, то

$$F(x, 0) \approx F(x) + \frac{\sigma^2}{2} f''_{yy}(x, 0) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{-(a+x)}^{b-x} e^{-\frac{x'^2}{2\sigma^2}} dx' \quad (3)$$

Формулу (3) можно рассматривать как асимптотическое выражение для (1) при малых σ . Легко видеть, что наибольшие ошибки данной асимптотики будут в области шириной порядка σ в обе стороны от края диска.

Ввиду того, что

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{-(a+x)}^{b-x} e^{-\frac{x'^2}{2\sigma^2}} dx'$$

не превосходит единицу, для экватора интенсивности имеем следующую оценку погрешности, обусловленной заменой двухмерного распределения яркости одномерным:

$$\delta = F(x, 0) - F(x) \leq \frac{\sigma^2}{2} f''_{yy}(x, 0). \quad (4)$$

Эта оценка справедлива везде, за исключением краевой зоны планеты.

Для точек диска, лежащих от края на расстоянии большем σ , функцию $F(x, y)$ можно с той же степенью точности, что и (3), представить в виде

$$F(x, y) = f(x, y) + \frac{\sigma^2}{2} \Delta f(x, y), \quad (5)$$

где

$$\Delta f(x, y) = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2}.$$

Действительно, для всех точек, лежащих внутри диска, за исключением краевой зоны шириной σ , пределы интегрирования можно считать бесконечными, как мы это делали раньше при интегрировании по y . Тогда коэффициент при $f(x, y)$ обращается в единицу, при $f'_x(x, y)$, $f'_y(x, y)$ и $f''_{xy}(x, y)$ — в нуль, в силу симметрии пределов интегрирования, а коэффициенты при $f''_{xx}(x, y)$ и $f''_{yy}(x, y)$ равны $\frac{\sigma^2}{2}$.

Отметим, что оба приближения получены только в предположении симметрии и малости области задания ядра интегрального уравнения (1), а вид ядра лишь определяет коэффициент, стоящий перед лапласианом в (5).

Для выяснения систематических отклонений между истинным и измеренным распределением яркости по диску планеты естественно ограничить все возможные распределения сравнительно простым законом, зависящим от минимального количества параметров и удовлетворяющим как можно более широкому классу различных распределений. Естественно также все возможные распределения яркости ограничить только распределениями, удовлетворяющими фотометрической однородности планеты.

Для этой цели весьма удобно воспользоваться линейной комбинацией двух законов — закона отражения Ламберта и закона отражения, полученного Акимовым [12].

Формула Акимова получена в предположении чрезвычайной изрытости поверхности [13] и найдена экспериментально как закон отражения от Луны. Закон Ламберта, как известно, соответствует гладким поверхностям с достаточно большим альбедо.

Нас интересует только относительное распределение яркости по диску планеты при произвольной фазе. Есть основания считать, что линейная комбинация этих двух распределений яркости удовлетворяет с достаточной степенью точности любым произвольно изрытым поверхностям.

Если поместить начало координат в центре диска и принять радиус диска за 1, то распределение яркости по всему светящемуся диску для ламбертовской поверхности будет иметь вид

$$B(x, y, \alpha) = B_0 [\cos \alpha \sqrt{1 - x^2 - y^2} + \sin \alpha x] = B_0 f_1(x, y, \alpha).$$

Функция, описывающая распределение яркости по диску для чрезвычайно изрытой поверхности, согласно [12], в тех же координатах имеет следующий вид:

1. Между лимбом и подсолнечным меридианом, т. е. в области, ограниченной линиями $x = \sqrt{1 - y^2}$ и $x = \sin \alpha \sqrt{1 - y^2}$

$$f_2(x, y, \alpha) = 1.$$

2. Между подсолнечным меридианом и центральным меридианом, т. е. в области, ограниченной линиями $x = \sin \alpha \sqrt{1 - y^2}$ и $x = 0$

$$f_2(x, y, \alpha) = [x \sin \alpha + \cos \alpha \sqrt{1 - x^2 - y^2}] \frac{1}{\sqrt{1 - y^2}}.$$

3. Между центральным меридианом и терминатором, т. е. в области, ограниченной линиями $x = 0$ и

$$x = -\cos \alpha \sqrt{1 - y^2}$$

$$f_2(x, y, \alpha) = \frac{x \sin \alpha + \cos \alpha \sqrt{1 - x^2 - y^2}}{\sqrt{1 - x^2 - y^2}}.$$

На всей остальной плоскости функции $f_1(x, y, \alpha)$ и $f_2(x, y, \alpha)$ тождественно равны 0.

Сформулируем теперь, следуя Минаерту [1], принцип взаимности для однородных по отражающим свойствам поверхностей в следующем виде. Пусть на однородной поверхности имеется две точки

$$a_1(i_1, \varepsilon_1) \text{ и } a_2(i_2, \varepsilon_2),$$

где i — угол падения,

ε — угол отражения, тогда при выполнении условия симметрии $i_1 = \varepsilon_2$ и $i_2 = \varepsilon_1$ яркости этих точек подчиняются соотношению

$$\frac{B_1(i_1, \varepsilon_1)}{B_2(i_2, \varepsilon_2)} = \frac{\cos i_1}{\cos i_2} = \frac{\cos \varepsilon_2}{\cos \varepsilon_1}. \quad (6)$$

Этот принцип, как легко видеть, является прямым следствием принципа взаимности Гельмгольца. Оба закона отражения удовлетворяют принципу взаимности, а стало быть, удовлетворяет ему их линейная комбинация.

Таким образом, распределение яркости по диску для произвольно изрытой поверхности можно представить в виде

$$f(x, y, \alpha) = B_0(\alpha) [k f_1(x, y, \alpha) + (1 - k) f_2(x, y, \alpha)]. \quad (7)$$

Здесь B_0 — яркость в подсолнечной точке, которая, вообще говоря, зависит от α ;

k — коэффициент пористости, некоторым образом характеризующий изрытость поверхности.

Определенный таким образом параметр k лежит в пределах $0 \leq k \leq 1$. Чтобы связать этот параметр с фактором гладкости Сытинской q , найдем из (7) распределение яркости при фазе равной нулю.

Если по оси абсцисс отложить долготу λ , то из (7)

$$B(\lambda) = B_0(k \cos \lambda + 1 - k) = B_0 \left((1 - 2k \sin^2 \frac{\lambda}{2}) \right).$$

Из формулы Сытинской для малых λ имеем

$$B(\lambda) = B_0 \cos q\lambda \approx B_0 \left(1 - 2q \sin^2 \frac{\lambda}{2} \cos^2 \frac{\lambda}{2} + \dots \right).$$

Таким образом, $k \approx q \cos^2 \frac{\lambda}{2}$.

Распределение яркости по диску планеты, удовлетворяющее (7), хотя бы по той причине, что формула (7), как и формула Сытинской, зависит только от одного параметра, является, очевидно, довольно грубым приближением, описывающим характер отражения света от произвольно изрытой поверхности. Полученная неоднозначная по всему диску связь между этими параметрами говорит только о неединственности представления при помощи одного параметра всей совокупности законов отражения от произвольно изрытых поверхностей.

Параметры k и q существенно отличаются только на краю диска. Формула (7) на краю диска дает не нулевую яркость в отличие от формулы Сытинской. Это наводит на мысль о применении этой формулы не только для описания закона отражения от твердых поверхностей, но и от планет, имеющих атмосферы с малой оптической толщиной. Правда, в этом случае нельзя гарантировать постоянство параметра k при различных фазах.

Таким образом, мы можем написать закон распределения яркости по диску, удовлетворяющий некоторому достаточно широкому классу различных распределений яркости при любом фиксированном угле фазы:

$$f(x, y, \alpha) = B_0(\alpha) [k(\alpha) f_1(x, y, \alpha) + (1 - k(\alpha)) f_2(x, y, \alpha)]; \quad (8)$$

$k(\alpha)$ — параметр, характеризующий оптические свойства планеты,

$$0 \leq k(\alpha) \leq 1.$$

Перейдем теперь к исследованию систематических отклонений между измеренным и истинным распределением яркости, удовлетворяющим (8).

В первую очередь исследуем поведение лапласиана $\Delta f(x, y, \alpha)$ внутри области, ограниченной светящимся диском планеты.

Согласно (5), значение лапласиана внутри этой области, за исключением краевой зоны порядка σ , определяет искажения истинного распределения яркости по диску планеты.

Вблизи экватора интенсивности, между подсолнечным меридианом и терминатором, отличие между $f_1(x, y, \alpha)$ и $f_2(x, y, \alpha)$ мало при α не слишком близких к нулю. В области же между лимбом и подсолнечным меридианом $f_2(x, y, \alpha)$ равна постоянной величине. Поэтому для исследования поведения $\Delta f(x, y, \alpha)$ при любом фиксированном α достаточно знать $\Delta f_1(x, y, \alpha)$. Зная $\Delta f_1(x, y, \alpha)$, можно найти искажения в распределении яркости по диску (8) при любом фиксированном k и α . Для этого, очевидно, достаточно значение k внутри области между подсолнечным меридианом и терминатором считать равным 1, а между лимбом и подсолнечным меридианом искажения, подсчитанные для $f_1(x, y, \alpha)$, умножить на k . Поэтому все дальнейшие рассуждения будем вести для ламбертовского закона отражения. Тогда

$$\Delta(f_1(x, y, \alpha)) = -\cos \alpha \frac{[2 - (x^2 + y^2)]}{[1 - (x^2 + y^2)]^{3/2}},$$

и измеренное распределение яркости, согласно (5), примет вид

$$F(x, y, \alpha) = x \sin \alpha + \cos \alpha \sqrt{1 - (x^2 + y^2)} - \frac{\sigma^2}{2} \cos \alpha \frac{[2 - (x^2 + y^2)]}{[1 - (x^2 + y^2)]^{3/2}}.$$

Нетрудно видеть, что внутри заданной области $\Delta f_1(x, y, \alpha)$ имеет один минимум в точке с координатами (0,0). Значение лапласиана, а стало быть и искажений, остается постоянным при фиксированном α на любой окружности с центром, совпадающим с центром диска. Модуль $\Delta f(x, y, \alpha)$ растёт с удалением от центра диска приблизительно как $\cos \alpha \cdot 2(1 + r^2)$.

Поскольку значение лапласиана при $\alpha < 90^\circ$ отрицательно, то во всех точках внутри освещенного диска измеряемая яркость будет заниженной. Максимальное занижение яркости будет наблюдаться на максимальном удалении от центра диска, т.е. вблизи лимба. Максимум яркости будет смещаться из подсолнечной точки по направлению к центру диска.

Для более подробного рассмотрения возникающих искажений удобно воспользоваться принципом взаимности.

В планетоцентрических координатах взаимные точки располагаются симметрично относительно экватора интенсивности и меридиана, проведенного через зеркальную точку с долготой $\lambda = \alpha/2$.

В прямоугольной системе координат с началом, совпадающим с центром диска планеты, каждой точке с координатами x_1, y_1 соответствуют три взаимные точки с координатами

$$x_2 = (\sin \alpha \sqrt{1 - x_1^2} - x_1 \cos \alpha), \quad y_2 = y_1;$$

$$x_3 = x_1, \quad y_3 = -y_1;$$

$$x_4 = (\sin \alpha \sqrt{1 - x_1^2} - x_1 \cos \alpha), \quad y_4 = -y_1.$$

В момент противостояния любые четыре взаимные точки лежат на окружности, проведенной из центра диска. Поскольку линии уровня лапласиана являются концентрическими окружностями, проведенными

из центра диска, то взаимные точки будут иметь одинаковое занижение яркости, а следовательно, наблюдаемое распределение яркости будет удовлетворять принципу взаимности.

При фазе, не равной нулю, взаимные точки не будут располагаться на линиях уровня лапласиана, и искажение взаимных точек будет различно. Нетрудно видеть, что яркость двух точек, лежащих со стороны лимба, будет занижена сильнее, чем яркость точек, им симметричных. Наибольшая разница в искажении симметричных точек будет на экваторе интенсивности. Минимальные искажения будут иметь при любой фазе центральные точки диска, конечно при условии, что они находятся от терминатора на расстоянии большем σ .

Любопытно отметить, что для Венеры качественно именно такие эффекты были обнаружены М. Минаертом [1] и В. И. Езерским [2]. Естественно, мы ни в коей мере не пытаемся объяснить это только ошибками наблюдений, хотя бы по той причине, что об оптической однородности атмосферы Венеры трудно говорить, поскольку имеются многочисленные статьи различных авторов, указывающие на наличие пятен со стороны терминатора, например [15].

Оценим теперь величину смещения максимума яркости.

Поскольку максимум яркости наблюдается на экваторе интенсивности, то рассмотрим поведение функции

$$F(x, 0) = x \sin \alpha + \cos \alpha \sqrt{1-x^2} - \frac{\sigma^2}{2} \cos \alpha \frac{2-x^2}{(1-x^2)^{3/2}}.$$

Точка экстремума этой функции будет соответствовать измеренному максимуму яркости только при углах фазы несколько меньших 90° . Считая, что смещение максимума яркости невелико, находим

$$\Delta x \approx -\frac{\sigma^2}{2} \frac{\sin \alpha}{\cos^2 \alpha} (4 - \sin^2 \alpha). \quad (9)$$

Мы не имеем права пользоваться этой формулой при углах фазы больших $70-80^\circ$, поскольку максимум яркости неискаженной функции лежит в области, где неприменима асимптотическая формула (5). Но, как показывают численные расчеты, формула (9) дает правильное представление о характере смещения максимума яркости. А именно, максимум яркости при любой фазе будет смещен к терминатору, максимальное смещение будет при угле фазы 90° , в момент противостояния максимум яркости будет наблюдаться в центре диска, при углах фазы больших 90° величина смещения максимума будет уменьшаться.

Перейдем теперь к оценке величины искажений краевой зоны планеты.

При $\alpha = 0$ функция $f(x, y, 0)$ обладает наиболее широким спектром в случае, когда $k(\alpha) = 0$, т. е. $f(x, y, 0) = f_2(x, y, 0) = 1$ на всем диске.

Поскольку величина искажений определяется ограничением высших пространственных частот, то $f(x, y, 0)$ при $k = 0$ будет искажаться наиболее сильно.

Ввиду равенства нулю $\Delta f_2(x, y, 0)$ искажение, согласно (5), будет практически отсутствовать на всем диске, за исключением области шириной порядка σ от края диска (точнее на расстоянии 3σ величина искажений не будет превосходить 0,2%). Стало быть, в этом случае все искажения будут находиться вне области применимости асимптотического выражения (5). Измеренное распределение яркости $F(x, y)$ в этом случае можно представить в виде

$$F(x, y, 0) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \int_{-1}^{+1} dx' \int_{-\sqrt{1-x'^2}}^{\sqrt{1-x'^2}} e^{-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2\sigma^2}} dy'.$$

Переходя к полярным координатам, находим

$$F(\rho) = \frac{1}{\sigma^2} \int_0^1 e^{-\frac{\rho^2 - \rho'^2}{2\sigma^2}} I_0\left(\frac{\rho\rho'}{\sigma^2}\right) \rho' \alpha \rho'.$$

Здесь $I_0\left(\frac{\rho\rho'}{\sigma^2}\right)$ — функция Бесселя мнимого аргумента.

При ρ близких к единице ввиду малости σ , воспользуемся асимптотическим разложением $I\left(\frac{\rho\rho'}{\sigma^2}\right)$ при $\left(\frac{\rho\rho'}{\sigma^2}\right) \rightarrow \infty$.

Пренебрегая членами порядка σ^3 , находим

$$I_0\left(\frac{\rho\rho'}{\sigma^2}\right) \approx e^{\frac{\rho\rho'}{\sigma^2}} \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi\rho\rho'}},$$

$$F(\rho) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2\rho}} \int_0^1 e^{-\frac{(\rho-\rho')^2}{2\sigma^2}} \sqrt{\rho'\alpha\rho'}.$$
 (10)

Нетрудно видеть, что эта формула описывает поведение измеренного распределения яркости вблизи лимба при $k=0$ для любого $\alpha < 90^\circ$.

При произвольном k формулу (10) можно рассматривать как выражение, дающее верхнюю границу величины искажений вблизи лимба при $\alpha < 90^\circ$.

Что же касается терминатора, то здесь для экватора интенсивности с большой степенью точности можно пользоваться одномерным приближением, поскольку с ростом α одновременно убывают и кривизна проекции терминатора на картинную плоскость и вторая производная $f(x, y, \alpha)$, проходя при $\alpha = 90^\circ$ через 0.

Для узких серпов, т.е. для углов фазы $\alpha \gg 90^\circ$, оценку искажений наиболее удобно проводить, пользуясь (3).

Формула (5) получена в предположении симметрии и малости области задания ядра интегрального уравнения (1). Вид ядра определяет коэффициент, стоящий перед лапласианом в (5).

В случае, если искажения определяются дифракцией на входной диафрагме телескопа, ядро (1) имеет вид

$$g(r) = \left[\frac{I_0\left(\frac{\pi D}{r_0} r\right)}{\frac{\pi D}{r_0} r} \right]^2,$$

где D — диаметр объектива,

r_0 — радиус первого дифракционного кольца.

Для оценки искажений $g(r)$ можно представить в виде

$$g(r) \approx e^{-r^2/2\sigma^2} \text{ с } \sigma \approx 0,4r_0.$$

Таким образом, ухудшение атмосферных условий можно в первом приближении рассматривать как некоторое эквивалентное уменьшение диаметра телескопа.

При идеальных атмосферных условиях для телескопа диаметром 30 см радиус первого дифракционного кольца равен $0'',5$ и соответствующее ему $\sigma = 0'',2$.

Проведем теперь оценку величины искажений распределения яркости по диску Марса для противостояния 1967 года. В момент противостояния диаметр Марса равен $15'',5$, а при максимальном угле фазы $\alpha = 43^\circ 49' - 8''$. Тогда при идеальных атмосферных условиях в момент противостояния для 30 см телескопа $\sigma \approx 0,025$, а при $\alpha \approx 45^\circ - \sigma \approx 0,05$.

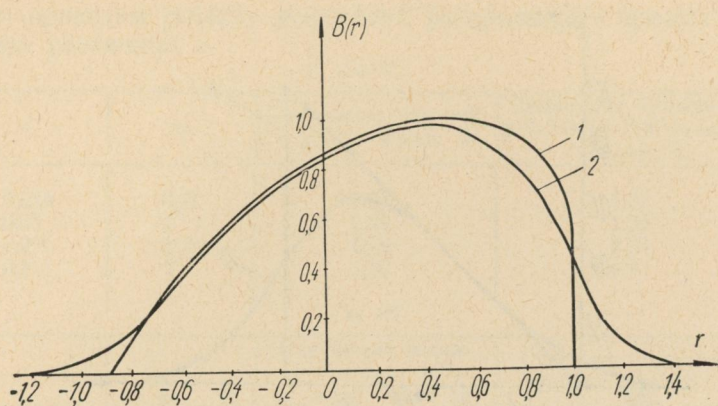


Рис. 1. Распределение яркости:

1 — неискаженное при $\alpha = 30^\circ$, $k = 1$ (ламбертовский закон отражения);
 2 — искаженное при $\sigma = 0,2$

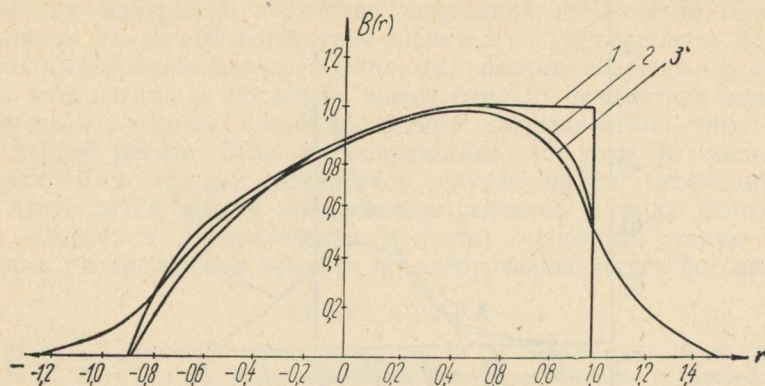


Рис. 2. Распределение яркости:

1 — неискаженное при $\alpha = 30^\circ$, $k = 0$ (отражение от чрезвычайно изрытой поверхности); 2 — неискаженное при $\alpha = 30^\circ$, $k = 1$; 3 — искаженное для $\alpha = 30^\circ$, $k = 0$, $\sigma = 0,2$

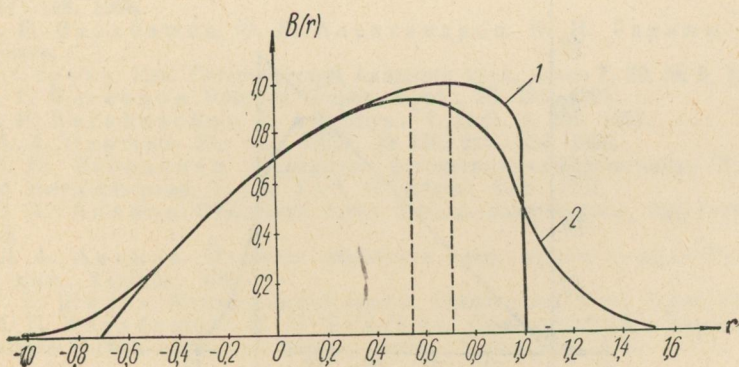


Рис. 3. Распределение яркости:

1 — неискаженное при $\alpha = 45^\circ$, $k = 1$; 2 — искаженное при $\sigma = 0,2$

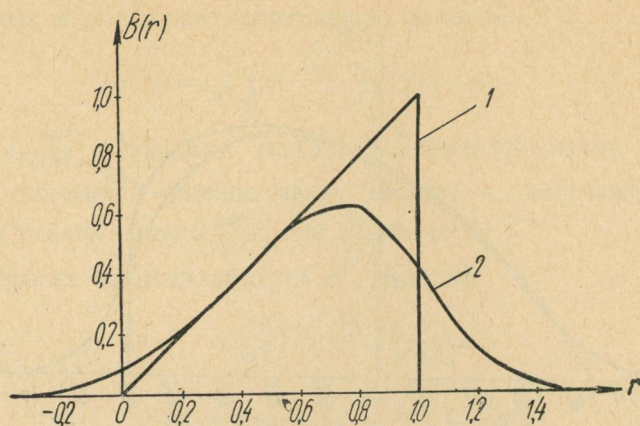


Рис. 4. Распределение яркости:
1 — неискаженное при $\alpha = 90^\circ$, $0 < k < 1$; 2 — искаженное
при $\sigma = 0,2$.

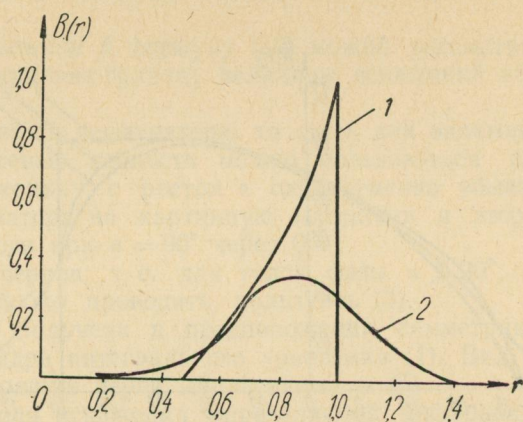


Рис. 5. Распределение яркости:
1 — неискаженное при $\alpha = 120^\circ$, $0 < k < 1$; 2 — искаженное
при $\sigma = 0,2$.

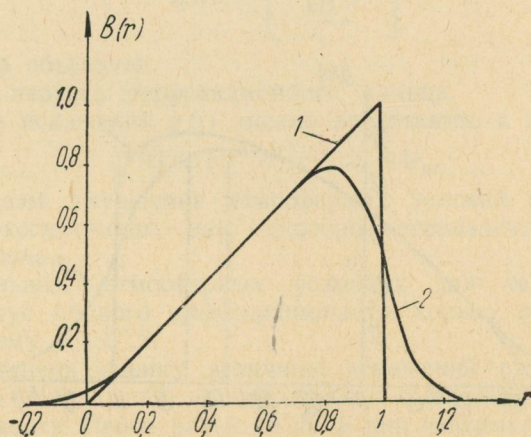


Рис. 6. Распределение яркости:
1 — неискаженное при $\alpha = 90^\circ$, $0 < k < 1$; 2 — искаженное
при $\sigma = 0,1$.

Ниже мы приводим таблицу искажений распределения яркости по диску Марса для различных σ .

$$\alpha = 0^\circ$$

σ	r_0	Занижение яркости в центре диска, %	Занижение яркости на расстоянии 0,87 от центра диска, %
0,025	0",5	0,07	0,33
0,05	1"	0,25	1,25
0,075	1",5	0,56	2,75
0,1	2"	1,00	4,9

$$\alpha = 45^\circ$$

σ	r_0	Нарушение взаим- ности $x_1 = 0,87$; $x_2 = -0,26$	Смещение максимума яркости к лимбу, $\Delta\lambda$
0,05	0",5	0,85%	30'
0,1	1",0	3,4%	2°
0,15	1",5	7,65%	4°20'

Несмотря на практически одинаковую точность единичных фотометрических измерений в течение последних десятилетий, случайные погрешности планетной фотометрии значительно уменьшились, благодаря массовости измерений, которые позволяют проводить современные приборы.

На наш взгляд, в последнее время точность фотометрии может быть ограничена в основном систематическими погрешностями типа указанных в данной работе. Если не исправление, то хотя бы оценка этих погрешностей в каждом конкретном случае просто необходима, тем более, что с точки зрения эксперимента (имеются в виду фотоэлектрические измерения распределения яркости) проводить такую оценку измерения распределения яркости по изображению звезды весьма просто.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Minnaert. Bull. of the Astr. Inst. of the Netherlands, 10, № 367, 1946.
2. В. И. Езерский. Фотографическая фотометрия Венеры со светофильтрами. Труды ХАО, 12. Изд-во ХГУ, 1957.
3. И. К. Коваль. Астрон. циркуляр, № 319, 1, 1965.
4. Л. А. Бугаенко, О. И. Бугаенко, И. К. Коваль, А. В. Мороженко. Электрофотометрические разрезы диска Марса в участках спектра интервала 355—600 $m\mu$. Сб. «Физика Луны и планет». Изд-во «Наукова думка», Киев, 1966.
5. Н. П. Барабашов, В. И. Гаража, В. Н. Дудинов. Некоторые соображения о возможности исправления фотометрических разрезов планет. АЖ, т. XLIII, вып. 1, 144—148, 1966.
6. Н. П. Барабашов, Ю. В. Александров, В. И. Гаража, статья в наст. сборнике.
7. Г. Струве. Изв. Петербургской Академии наук, серия 7, 30, № 8, 1882.
8. В. Г. Фесенков. Русский астрон. журн., 25, 171, 1925.
9. N. P. Vagabaschov. Z. Astrophys., 7, Heft. 4, 303, 1933.
10. И. А. Паршин. Уч. зап. ЛГУ, № 136. 215—224, 1950.
11. В. Н. Лебединец. Абсолютная фотометрическая фотография Юпитера и Сатурна со светофильтрами. Труды ХАО, 12. Изд-во ХГУ, 1957.
12. Л. А. Акимов. Отражение света лунной поверхностью. Циркуляр ХАО, № 26, 1963.
13. Л. А. Акимов. О законе отражения света лунной поверхностью, Автореф. канд. дисс., Харьков, 1965.
14. Г. Е. Шилов. Математический анализ. Специальный курс. Физматгиз., 1960.
15. Н. П. Барабашов, И. Л. Белкина. Спектрофотометрические исследования большого темного пятна на Венере. Вестн. Харьковск. ун-та, № 8, вып. 2, 1965.
16. И. К. Коваль. О положении максимума яркости на диске Марса. Сб. «Физика Луны и планет». Изд-во «Наукова думка», 1966.

Статья поступила 12 октября 1966 г.

РАЗВИТИЕ ФЛОККУЛА ВЫСОКОЙ АКТИВНОСТИ В ИЮЛЕ 1961 г. И ВСПЫШКА 18 ИЮЛЯ 1961 г.

И. Л. Белкина

Активность Солнца в 1961 г. была низкой с некоторым возрастанием в июле. Это возрастание обусловлено, главным образом, единственной группой пятен, вызвавшей значительное число вспышек во время видимости на диске.

Группа появилась 9 июля в виде нескольких небольших пятен, прошла центральный меридиан 13—14 июля и 20 июля исчезла за западным краем Солнца.

По данным ИЗМИРАНа [1], это была биполярная группа, причем хвостовое пятно имело несколько ядер разной полярности. Дважды наблюдалось дробление пятна. В области хвостового пятна наблюдалось значительное число вспышек.

На шведской астрофизической станции в Анакапри (Италия) в этой группе наблюдалось 24 действительных вспышки, не считая субвспышек [2].

На Харьковской обсерватории, кроме наблюдений этой группы, проводились наблюдения хромосферы на спектрогелиоскопе-спектрогелиографе. В хромосфере в линии $K_{232}Ca^+$ на месте этой группы наблюдался активный флоккул № 193 б. Вспышки в нем наблюдались почти ежедневно. По спектрогелиограммам в лучах $K_{232}Ca^+$ были измерены средние интенсивности флоккула по отношению к близлежащей невозмущенной хромосфере. Калибровка осуществлялась с помощью пятиступенчатого ослабителя, через который фотографировался центр Солнца. Изменялась также площадь флоккула.

На рис. 1 представлено изменение средней интенсивности и площади флоккула во время его видимости на диске в июле, а также при повторных возвращениях его в августе и сентябре. Таким образом, развитие флоккула было прослежено за все время его существования в течение трех оборотов Солнца. Для сравнения на рис. 1 приведены кривые изменения площади группы пятен и числа пятен (по данным [3]).

Из рассмотрения и сопоставления этих кривых можно сделать следующие выводы:

1. Во время большого возрастания площади группы и числа пятен в ней интенсивность и площадь флоккула изменялась незначительно. Наиболее сильное возрастание интенсивности флоккула началось во время распада группы, когда число пятен в ней резко пошло на убыль.

2. Кривые изменения интенсивности и площади флоккула неплохо коррелируют.

3. После исчезновения группы интенсивность и площадь флоккула изменилась слабо с некоторым постепенным уменьшением. Флоккул распался на отдельные ядра, стал более разбросанным и постепенно совсем исчез.

На рис. 1 нанесены также интенсивности вспышек, наблюдавшихся во флоккуле № 193 б в июле 1961 года.

Наиболее мощные из них — вспышки 12 и 18 июля имели балл 3+. Вспышка 18 июля исследовалась более подробно. Она была замечена

в лучах H_{α} в $8^h 12^m$, имела несколько максимумов яркости, последний из которых был в $12^h 05^m$ всемирного времени. Площадь вспышки составляла 670 миллионов долей диска, ее координаты — $\varphi = -10^\circ$, $L = 57^\circ$. По сообщениям ИЗМИРАНа [1], вспышка вызвала разновсплески IV типа.

Кроме спектрогелиограмм вспышки в лучах H_{α} и K_{232} были получены спектры ее с помощью трехкамерного спектрографа с дифракционной решеткой. Дисперсия спектрографа составляет $3,3 \text{ \AA/мм}$ у Н и KCa^+ и около $4 \text{ \AA/мм}$ в районе H_{α} .

Исследование спектрографа показало, что его рассеянный свет и духи меньше 2,5%.

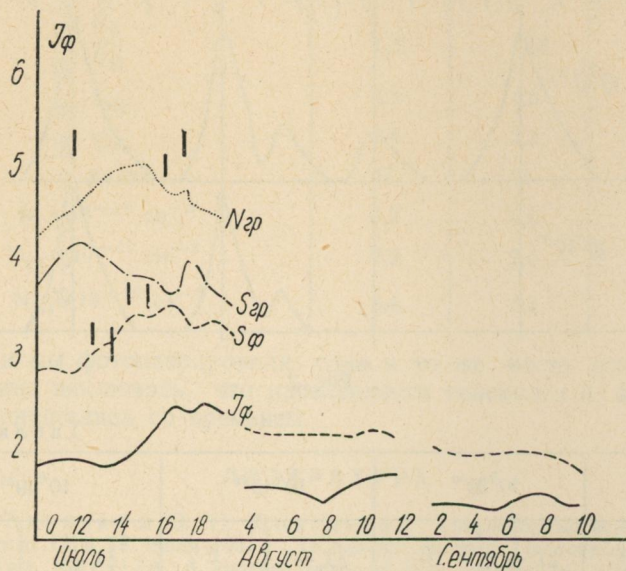


Рис. 1

Инструментальный контур симметричный, полная полуширина его составляет $0,11 \text{ \AA}$. Так как исследовались только широкие линии, то инструментальный контур не учитывался.

Из полученных спектров пригодными для обработки оказались три спектра в районе Н и KCa^+ (включая и H_{δ}) и два спектра в районе H_{α} .

Для построения контуров вспышки были выбраны линии К, Н и H_{δ} , H_{δ} и H_{α} . Делались разрезы по месту вспышки и по ближайшей невозмущенной области. Построение контуров линий Н и К вызвало некоторые затруднения, так как для нахождения непрерывного спектра могла быть использована только одна точка Пласскетта ($\sim 1 \text{ \AA}$ около $4000 \text{ \AA}$). Поэтому для нахождения непрерывного спектра были использованы линии поглощения, находящиеся в крыльях Н и К. Их интенсивность бралась из фотометрического атласа Минаэрта [4]. Поскольку вспышка находилась близко к краю, вводилась поправка за потемнение к краю. Таким методом было получено по четыре невозмущенных контура Н и К для каждого спектра, из которых были построены средние контуры для Н и К (рис. 2). Для построения контуров эмиссии эти контуры вычитались из контуров места вспышки.

Найти непрерывный спектр у H_{α} и H_{δ} более просто. Были построены контуры эмиссии вспышки в линиях Н и KCa^+ , H_{δ} (для трех моментов времени), H_{α} и H_{δ} (для двух моментов).

В табл. 1 приведены полные полуширины и эквивалентные ширины полученных линий вспышки.

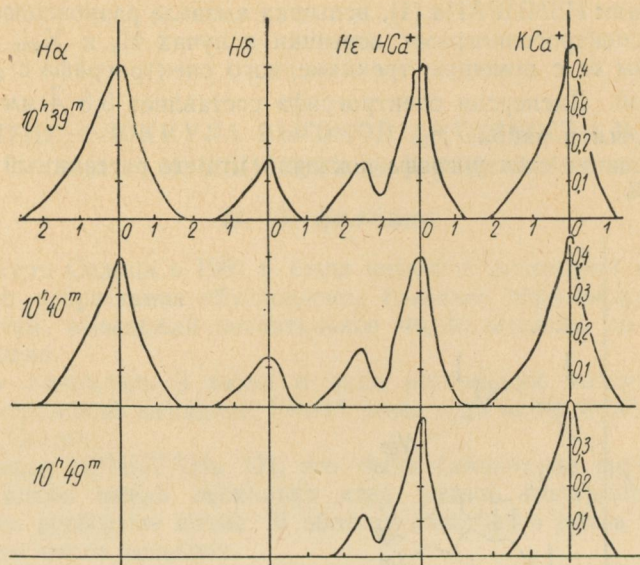


Рис. 2

Таблица 1

$T_{\text{вс}}$	$10^{\text{h}}39^{\text{m}}$		$10^{\text{h}}40^{\text{m}}$		$10^{\text{h}}49^{\text{m}}$	
Линии	$\Delta\lambda \frac{1}{2}$	E	$\Delta\lambda \frac{1}{2}$	E	$\Delta\lambda \frac{1}{2}$	E
KCa ⁺	1,10	0,56	1,05	0,57	0,95	0,50
HCa ⁺	0,90	0,42	0,90	0,42	0,80	0,36
H _α	1,50	0,69	1,30	0,60	—	—
H _δ	0,80	0,14	0,85	0,16	—	—
H _ε	1,00	0,14	0,90	0,12	0,80	0,08

Рассмотрев контуры и табл. 1, можно сделать следующие выводы:

1. Контуры эмиссии асимметричны. Красное крыло везде протяженнее синего. Эту асимметрию нельзя объяснить инструментальными искажениями: инструментальный контур симметричен.

2. Максимальная интенсивность эмиссии уже сравнительно невелика, а крылья еще достаточно протяженные.

3. Эквивалентные ширины и полные полуширины исследованных эмиссионных линий уменьшаются со временем.

Обилие ионизированного кальция во вспышке 18 июля 1961 г. можно оценить воспользовавшись методом, который разработан Л. Н. Курочкой в [5]. Населенности основного (N_1) и возбужденных уравнений (N_{2K} и N_{2H}) определяются из учета самопоглощения в линиях H и K.

Этот метод исходит из предположения, что основным механизмом, расширяющим линии эмиссии, является Допплер-эффект, связанный с тур-

булентными движениями. Поэтому одновременно с населенностями уровней мы можем рассчитать и турбулентные скорости во вспышке. Результаты вычислений приведены в табл. 2.

Таблица 2

$T_{\text{вс}}$	$10^{\text{h}39^{\text{m}}}$	$10^{\text{h}40^{\text{m}}}$	$10^{\text{h}49^{\text{m}}}$
$E_K \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек. стер}$	24,6	25,1	22,0
$E_H \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек. стер}$	18,5	18,5	15,8
$\frac{E_K}{E_H}$	1,31	1,33	1,39
$\tau_{\text{оК}}$	4,8	4,5	3,6
$\tau_{\text{оН}}$	2,4	2,3	1,8
$v_t \text{ км/сек}$	57	57	55
$N_1 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-2}$	7,2	6,8	5,2
$N_{2\text{К}} \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2}$	7,2	7,0	5,3
$N_{2\text{Н}} \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2}$	3,4	3,3	2,4

Так как мы фотометрировали одно и то же место вспышки, то из табл. 2 можно заключить, что населенности основного и возбужденных уровней уменьшились со временем.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Т. Акиньяни и Ю. Н. Долгинова. Хромосферные вспышки и радиовсплески IV типа 12 и 18 июля 1961 г., «Солнечн. данные», бюллетень, № 6, 1962.
2. Fredga Kerstin. A sunspot group of high activity in July 1961. Arkiv. Astron, 3, № 2, 1963.
3. «Солнечные данные», бюллетень, № 7, стр. 37—39, 1961.
4. M. Minnaert. Photometric atlas of the solar spectrum.
5. Л. Н. Курочка. Обилие CaII в хромосферной вспышке 13 апреля 1959 года. Материалы МГГ, информационный бюллетень, № 6, 1964.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРЯМЫХ ВОСХОЖДЕНИЙ БОЛЬШИХ ПЛАНЕТ
МЕРИДИАННЫМ КРУГОМ ХАРЬКОВСКОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ В 1965 ГОДУ

К. Н. Деркач, Н. Г. Зуев, К. Н. Кузьменко, В. Х. Плужников

В 1965 г. на меридианном круге ХАО продолжались начатые в 1953 г. регулярные наблюдения прямых восхождений больших планет. Результаты математической обработки наблюдений приведены в табл. 1, в первой графе которой указана дата наблюдений, во второй — наблюденное прямое восхождение, в третьей — разность между наблюденным и эфемеридным прямым восхождением, в четвертой — количество опорных звезд, в пятой — инициалы наблюдателя.

Таблица 1

Прямые восхождения 1965 г.

Дата		α_n	$\alpha_n - \alpha_{\varepsilon}$	Количество опорных звезд	Наблю- датель
1		2	3	4	5

Венера

Сентябрь	5	13 ^h 14 ^m 25 ^s ,79	—0 ^s ,05	2	Д
»	6	13 18 46 ,40	—0 ,04	8	Д
Октябрь	29	17 24 59 ,09	—0 ,03	8	З
Ноябрь	3	17 49 04 ,32	—0 ,03	6	З

Марс

Январь	13	11 ^h 52 ^m 28 ^s ,36	—0 ^s ,15	4	Д
Февраль	24	11 43 12 ,58	—0 ,12	4	Д
»	26	11 39 43 ,84	—0 ,20	9	Д
Март	1	11 35 46 ,71	—0 ,13	4	Д
Апрель	5	10 50 54 ,71	—0 ,02	6	Д
»	6	10 50 11 ,20	—0 ,01	5	К
»	11	10 47 17 ,40	—0 ,14	2	Д
»	12	10 46 51 ,52	—0 ,12	7	Д
»	13	10 46 27 ,61	—0 ,10	4	П
»	15	10 45 51 ,41	—0 ,09	6	Д
»	16	10 45 37 ,27	—0 ,06	4	П
»	17	10 45 25 ,89	—0 ,04	7	К
»	21	10 45 08 ,44	—0 ,07	5	П
»	24	10 45 24 ,15	—0 ,13	5	Д
»	25	10 45 34 ,77	—0 ,05	5	Д
»	29	10 46 44 ,76	+0 ,01	3	П
Май	6	10 50 14 ,76	—0 ,01	6	П
»	7	10 50 54 ,01	—0 ,06	7	П
»	11	10 50 14 ,78	—0 ,01	4	П
»	24	10 06 49 ,69	—0 ,08	10	З
»	29	11 12 58 ,30	—0 ,39	3	К
Июнь	1	11 16 56 ,00	—0 ,03	4	К
»	3	11 19 41 ,55	+0 ,44	3	К

Дата	α_n	$\alpha_n - \alpha_s$	Количество опорных звезд	Наблю- датель
1	2	3	4	5

Ю п и т е р

Январь	8	2 ^h 55 ^m 46 ^s ,714	+0 ^s ,025	2	Д
»	11	2 55 45,289	-0,036	5	Д
»	12	2 55 46,412	-0,001	4	Д
»	14	2 55 51,202	-0,005	9	Д
»	15	2 55 54,835	-0,014	5	Д
»	16	2 55 59,279	-0,020	6	Д
»	25	2 57 15,064	-0,007	5	Д
»	28	2 57 54,336	-0,144	5	Д
Февраль	5	3 00 12,744	-0,036	4	Д
»	8	5 01 16,349	-0,270	2	Д
»	10	3 02 02,614	-0,068	6	Д
»	16	3 04 36,716	-0,252	5	Д
»	23	3 08 05,432	-0,171	3	Д
Октябрь	5	6 04 10,198	+0,003	12	З
»	18	6 05 41,764	+0,014	9	З
»	20	6 05 43,050	+0,003	5	З
»	21	6 05 42,378	0,000	9	З

С а т у р н

Август	20	23 ^h 08 ^m 18 ^s ,696	+0 ^s ,030	5	Д
»	23	23 07 31,287	-0,024	6	Д
»	24	23 07 15,249	+0,023	4	Д
Сентябрь	2	23 04 46,047	+0,022	3	З
»	5	23 03 55,215	-0,022	4	З
»	6	23 03 38,271	-0,018	4	З
»	18	23 00 16,574	-0,012	4	З
»	19	23 00 00,157	-0,055	4	З
»	20	22 59 43,917	-0,024	5	З
»	21	22 59 27,758	-0,020	4	З
»	28	22 57 38,653	+0,016	8	З
»	29	22 57 23,725	0,000	4	З
Октябрь	2	22 56 40,203	+0,010	4	З
»	3	22 56 26,111	0,000	9	З
»	4	22 56 12,218	-0,030	11	З
»	20	22 53 06,116	-0,002	8	З
»	25	22 52 23,987	+0,001	8	З
»	28	22 52 02,918	+0,014	13	З
»	29	22 51 56,599	+0,001	8	З
Ноябрь	3	22 51 30,582	-0,007	6	З

У р а н

Февраль	26	10 ^h 58 ^m 36 ^s ,752	-0 ^s ,219	5	Д
Март	1	10 58 07,664	-0,110	4	Д
Апрель	6	10 52 42,958	-0,090	5	К
»	12	10 52 00,998	+0,001	5	Д
»	13	10 51 54,389	-0,096	4	Д
»	15	10 51 41,890	-0,023	5	Д
»	16	10 51 35,861	-0,075	4	Д
»	17	10 51 29,969	+0,011	4	К
»	24	10 50 53,305	-0,062	6	Д
»	25	10 50 48,819	0,000	4	Д
»	29	10 50 32,400	+0,060	3	Д

Н е п т у н

Май	24	15 ^h 05 ^m 09 ^s ,896	-0 ^s ,220	5	З
»	29	15 04 39,325	-0,106	1	Д
»	31	15 04 37,237	-0,254	5	З

Наблюдения производились с помощью контактного микрометра и записывались на пишущем хронографе Фоварже. Некоторые наблюдения регистрировались с помощью печатающего хронографа. Сигналы времени подавались на хронограф по прямому проводу от кварцевых часов Харьковского института мер и измерительных приборов.

Если при наблюдении планеты подвижная нить микрометра до середины поля зрения наводилась на впереди идущий край диска планеты, а после середины поля — на позади идущий край, то поправка $\Delta\alpha$ за фазу при ее наличии вычислялась по формуле

$$\Delta\alpha = \pm \frac{r(1-k)\sec\delta}{15}, \quad (1)$$

где r — видимый радиус диска планеты в секундах дуги на небесной сфере;

k — отношение площади освещенной части диска к площади всего видимого диска, принимаемого за круг;

δ — склонение центра планеты.

Знак плюс берется, если планета наблюдалась к востоку от Солнца, минус, — если планета наблюдалась к западу от Солнца.

Величины r , k и δ заимствовались из Астрономического ежегодника СССР.

Если при наблюдении планеты нить микрометра наводилась только на лимб планеты, поправка $\Delta\alpha$ за радиус вычислялась по формуле

$$\Delta\alpha = \frac{r\sec\delta}{15} \left(1 + \frac{\overline{\Delta\alpha}}{86\,400} \right). \quad (2)$$

Здесь r — то же, что и в формуле (1), а

$\overline{\Delta\alpha}$ — суточное изменение α .

Коллимация определялась 2—3 раза в месяц и для дат наблюдений находилась линейным интерполированием.

Обработка наблюдений прямых восхождений производилась по формуле Бесселя; n определялось из наблюдений околополярных ($+65^\circ < \delta < +75^\circ$) и экваториальных звезд ($-5^\circ < \delta < +5^\circ$). В обработку вводилось среднее значение для данного вечера, полученное из наблюдений нескольких пар звезд. Величина $u + m$ для планеты, определяемая из наблюдений опорных звезд фундаментального каталога, бралась из графика в случае плавного изменения $u + m$ с течением времени. Если же такое изменение отсутствовало, то бралось среднее арифметическое значение.

Таблица 2

Дата	n	Дата	n
Сентябрь 2	—0,228	Октябрь 2	—0,341
5	—0,224	3	—0,335
6	—0,234	4	—0,329
18	—0,330	5	—0,353
19	—0,335	18	—0,354
20	—0,312	20	—0,382
21	—0,365	21	—0,342
28	—0,327	25	—0,367
29	—0,323	28	—0,422
		29	—0,387

Склонения опорных звезд отличались от склонения определяемой планеты не больше чем на $\pm 6^\circ$, а прямые восхождения — не больше чем на $\pm 1^h$. К сожалению, этому условию никогда не удовлетворяли опорные звезды для Венеры в связи с наблюдениями их в дневных условиях: днем в наш телескоп видны звезды не слабее 3-й звездной величины.

5 сентября из-за неблагоприятной погоды нам не удалось наблюдать необходимое количество звезд для определения n . Так как меридианный круг ХАО обладает достаточно плавным изменением своих постоянных (в том числе и n , см. табл. 2 изменения n за сентябрь и октябрь), мы сочли возможным определить n по ближайшим датам наблюдений.

О ПОВЫШЕНИИ ТОЧНОСТИ ПРИВЯЗКИ МОМЕНТОВ ВРЕМЕНИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ИСЗ К КВАРЦЕВЫМ ЧАСАМ

П. П. Павленко

На ХАО для фотографических наблюдений ИСЗ используется фотокамера НАФА-Зс/25. Затвор фотокамеры снабжен контактами. После подачи тока в цепь электромагнита затвора последний открывается. В это время контакты затвора размыкаются, а потом снова замыкаются. После отключения тока из цепи электромагнита затвора пружина закрывает затвор. При этом контакты затвора размыкаются, а потом снова замыкаются. Замыкание контактов (или их размыкание) фиксируется печатающим хронографом. Для привязки отмеченных хронографом моментов времени к единой системе эталонного времени используется замыкание контактов кварцевых часов Харьковского института мер и измерительных приборов, поправки которых определяются в институте.

В 1958—1965 гг. хронограф во время наблюдений работал всегда в режиме «начало импульса», фиксируя тем самым замыкание контактов затвора. Но так как замыкание контактов не соответствует строго открыванию (или закрыванию) затвора, то для обработки фотографических наблюдений необходимо знать разницу во времени между замыканием контактов и открыванием затвора (поправка C_0), а также между замыканием контактов, соответствующим закрыванию затвора, и закрыванием затвора (поправка C_3). При измерении негативов определяется середина экспозиции (середина короткого штриха или кружка следа спутника).

Поэтому для обработки необходимо знать поправку $\frac{C_0 + C_3}{2}$.

Поправка $\frac{C_0 + C_3}{2}$ определяется во время специальных исследований. Так как эта поправка с течением времени изменяется мало, то исследования проводились один раз в 2—3 года.

Во время исследований в июле—августе 1965 г. было обнаружено дробление контактов затвора. На осциллограммах, снятых в это время, нельзя было определить, от какой части дробного контакта срабатывает хронограф, тем более, что вид дробного контакта изменялся. Для обработки наблюдений, проведенных до этого времени, возникла необходимость определить вероятное значение поправки $\frac{C_0 + C_3}{2}$. Для этого определения была применена следующая методика.

На осциллограмму записывались кривые, соответствующие действительному открыванию и закрыванию затвора и импульсам кварцевых часов. Одновременно печатающий хронограф отмечал замыкание контактов затвора (режим «начало импульса»). Хронограф привязывался к кварцевым часам так же, как это делается во время наблюдений, т. е. через промежуточные электромагнитные реле P_1 и P_2 . По осциллограмме можно определить разницу во времени между серединой экспозиции и

замыканием контактов кварцевых часов. Обозначим эту разницу через $T_{\text{ЭК}} - T_{\text{КВ}}$. С помощью ленты печатающего хронографа определяется разница во времени между полусуммой отсчетов хронографа при открывании и закрывании затвора и началом импульса кварцевых часов (после промежуточных реле P_1, P_2). Разница результатов, полученных после обработки таким способом осциллограмм и ленты описывается выражением $\frac{C_0 + C_3}{2} - C_p$, где C_p — запаздывание кварцевых часов в промежуточных реле P_1, P_2 , определяемое дополнительно с помощью осциллографа.

Так как дробление контактов затвора при размыкании оказалось меньшим, чем при их замыкании, то необходимо было определить поправку $\frac{C_0 + C_3}{2} - C_p$ и для этого случая. С этой целью одновременно с первым работал второй печатающий хронограф, но он отмечал размыкания контактов затвора (режим «конец импульса»). Привязка же к кварцевым часам происходила по-прежнему в режиме «начало импульса».

Для определения времени действительного открывания и закрывания затвора у объективной части фотокамеры ставился фотоэлемент, работающий от рассеянного дневного света, который попадал на фотоэлемент, когда затвор был открыт. Запись осциллограмм производилась на восьмиплечевом осциллографе типа МПО-2, на один из вибраторов которого подавался фототок от фотоэлемента ЦГ-1, предварительно усиленный усилителем, собранным на лампе 6П6. Второй вибратор осциллографа включался в первичную цепь реле P_1 кварцевых часов и отмечал, таким образом, контакты кварцевых часов, еще не сдвинутые по времени в электромагнитных реле P_1 и P_2 . Включался также отметчик времени, дающий частоту 500 гц. Осциллограммы промерялись на измерительном приборе УИМ-21. Так как отметчик времени обеспечивает частоту 500 гц с точностью до $\pm 2\%$ (по паспорту), то его частота уточнялась по секундным меткам кварцевых часов. Применяемый нами отметчик времени давал частоту 491—495 гц, причем за время опыта, продолжающегося обычно около 10 сек частота выдерживалась с точностью до $\pm 0,05\%$. А это для максимальных интервалов времени, отсчитываемых от начала импульса кварцевых часов до закрывания затвора и равных 0,1 сек, дает ошибку $\pm 0,0001$ сек.

Для получения регулярных ежесекундных экспозиций спутника фотокамерой НАФА-3с/25 использовались кварцевые часы, контакты которых находятся в замкнутом положении 0,1 сек, в разомкнутом — 0,9 сек. Через электромагнитные реле P_1 и P_2 кварцевые часы поступают на электромагнитное реле P_3 , которое находится у фотокамеры и управляет цепью подачи тока в электромагнит затвора. Электромагнит затвора питается от выпрямителя ВСА-5. Выпрямленное напряжение сглаживается с помощью двух конденсаторов общей емкостью 2600 нф. При напряжении на выходе выпрямителя 39в время открывания и время закрывания затвора одинаково и равно 0,007 сек.

В результате этих исследований было установлено, что при замыкании контактов затвора $\frac{C_0 + C_3}{2} = (+ 0,0312 \pm 0,0025)$, сек, при размыкании контактов $\frac{C_0 + C_3}{2} = (- 0,0085 \pm 0,0015)$ сек. Эти результаты показывают, что размыкания контактов затвора фиксируются хронографом точнее, чем замыкания.

Исследования также показали, что при управлении работой затвора от кварцевых часов поправка $T_{\text{ЭК}} - T_{\text{КВ}}$ на протяжении 7—9 сек когда

идет запись осциллограммы, обладает хорошей стабильностью. Ее среднее квадратическое отклонение от среднего арифметического, вычисленного по 7—9 значениям, лежит в пределах 0,0003—0,0005 сек. Зная $T_{\text{эк}} - T_{\text{кв}}$, можно легко определить $T_{\text{эк}}$ (десятые, сотые, тысячные и десятитысячные доли секунды регулярных ежесекундных экспозиций) в системе эталонного времени, прибавив к $T_{\text{эк}} - T_{\text{кв}}$ поправку кварцевых часов, которая определена в системе эталонного времени.

Дальше задача заключалась в том, чтобы найти возможность перед наблюдением и после наблюдения в короткий срок определить поправки $T_{\text{эк}} - T_{\text{кв}}$, причем значения этих поправок до наблюдения и после наблюдения должны мало отличаться друг от друга.

Для определения $T_{\text{эк}} - T_{\text{кв}}$ в ночных условиях необходимо было применить чувствительный приемник света. В качестве такого приемника был взят фотоумножитель ФЭУ-25, фототок которого усиливался двухкаскадным усилителем на транзисторах П-13. Усилитель работал в режиме, далеком от насыщения. Источником света служила Луна или электрическая лампочка мощностью 60 *вт*, установленная на расстоянии 50 м от фотокамеры. Для удобства работы осциллограф был установлен в помещении рядом с хронографами. Управление затвором по-прежнему осуществлялось кварцевыми часами через реле P_1, P_2, P_3 . При этом суммарное запаздывание в реле P_1 и P_2 составляло $(0,0062 \pm 0,0002)$ сек. Напряжение на обмотке катушки реле P_3 было подобрано таким образом, чтобы запаздывание реле было по возможности стабильным. Таким напряжением оказалось 14 в. Запаздывание реле P_3 при этом напряжении составляет $(0,0064 \pm 0,0002)$ сек.

В течение 10—15 мин до наблюдения можно записать осциллограмму для определения $T_{\text{эк}} - T_{\text{кв}}$. Такая осциллограмма дает 7—9 значений этой поправки. Аналогичная запись проводится и после наблюдения. Ниже в таблице приводятся результаты исследований, проведенных в апреле 1966 года,

Дата	Время	$T_{\text{эк}} - T_{\text{кв}}$	n	v	v_{max}
2.IV 66		0 ^s ,0935	7	0 ^s ,0003	0 ^s ,0005
5.IV 66		0,0939	8	0,0002	0,0003
22.IV 66		0,0964	9	0,0003	0,0008
26.IV 66	21 ^h 00 ^m	0,0968	4	0,0004	0,0005
26.IV 66	23 ^h 15 ^m	0,0964	7	0,0004	0,0009
14.V 66		0,1239	9	0,0002	0,0003

Здесь n — количество значений $T_{\text{эк}} - T_{\text{кв}}$, использованных для определения среднего арифметического значения; v — среднее квадратическое отклонение одного значения от среднего арифметического; v_{max} — максимальное отклонение от среднего арифметического. Из таблицы видно, что поправка $T_{\text{эк}} - T_{\text{кв}}$ 2—5 апреля и 22—26 апреля изменялась мало.

Записав осциллограммы до и после наблюдения, определив по ним поправки $T_{\text{эк}} - T_{\text{кв}}$, можно судить о постоянстве $T_{\text{эк}} - T_{\text{кв}}$. Для момента наблюдения можно взять среднее арифметическое из результатов, полученных до наблюдения и после наблюдения. Естественно, что между такими двумя записями осциллограмм нельзя изменять выходное напряжение выпрямителя ВСА-5, питающее электромагнит затвора.

Для исключения влияния нестабильности запаздывания реле P_1, P_2, P_3 на синхронный мотор хронографа были поставлены контакты, которые управляли работой затвора. Контакты замыкались через каждую

секунду при работе хронографа. Синхронный мотор хронографа работал от частоты 100 гц кварцевых часов. Все остальное в исследовании оставалось без изменений.

Осциллограмма, записанная 14 мая 1966 г., показывает хорошую внутреннюю сходимость значений поправок $T_{\text{эк}} - T_{\text{кв}}$. Результаты обработки этой осциллограммы приведены в последней строке таблицы. Преимущество управления работой затвора с помощью контактов, поставленных на моторе хронографа, перед управлением с помощью контактов кварцевых часов еще и в том, что длительность экспозиций в первом случае можно регулировать с помощью контактов.

При регулярном определении поправки $T_{\text{эк}} - T_{\text{кв}}$ во время наблюдений всю запись, как обычно, надо вести на печатающем хронографе. Во время обработки ленты хронографа для регулярных ежесекундных экспозиций надо определять только целое число минут и секунд. Доли секунд этих экспозиций постоянны и легко определяются после определения поправки $T_{\text{эк}} - T_{\text{кв}}$.

АБСОЛЮТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА ЮПИТЕРА

М. Ф. Ходячих

Абсолютная поверхностная фотометрия Юпитера производилась В. В. Шароновым, Л. Н. Радловой и В. Н. Лебединцем. Эти наблюдения указывают на значительное уменьшение видимого альbedo планеты в синей части спектра. В работе [2] найдено $\frac{A_{в\text{кр}}}{A_{в\text{син}}} = 1,75$. Однако данных об альbedo в четырех участках спектра, в которых производились измерения, явно недостаточно. Необходимо более детальное изучение отражательной способности по спектру, которое может дать ценные сведения о строении атмосферы Юпитера.

Целью настоящей работы является изучение непрерывного спектра Юпитера в видимой области.

Наблюдения велись на Харьковской астрономической обсерватории с помощью 200 мм менискового телескопа АЗТ-7. Однопризменный щелевой спектрограф АСП-9 с дисперсией 143 Å/мм около H_γ присоединялся к телескопу через увеличительную камеру посредством поворотного кольца. Последнее позволяло ориентировать щель спектрографа в любом направлении относительно изображения планеты. Ширина спектрограмм увеличенного изображения Юпитера на негативе составляла примерно 1,5—2,0 мм. Масштаб спектрограмм поперек дисперсии определялся при фотографировании спектров двойных звезд. Он равен 23",1. Зависимость от длины волны не обнаружена.

При съемке щель спектрографа ориентировалась по центральному меридиану планеты. Фотографирование велось на пластинках Agfa Isopan с экспозицией 5 минут. Калибровка негативов производилась с помощью ступенчатого ослабителя. В качестве источника света использовалось дневное небо. Калибровочные спектры фотографировались с той же экспозицией, что и планета. Все спектрограммы были промеряны на само-регистрирующем микрофотометре МФ-4.

Для абсолютной стандартизации использовались два метода: метод сравнения с яркостью фотосферы и метод внефокальных изображений звезд.

При стандартизации спектрограмм по Солнцу уменьшение яркости изображения центра солнечного диска производилось с помощью диафрагм с отверстиями и нейтрального светофильтра. Отверстия в диафрагмах располагались симметрично таким образом, чтобы не менялся ход лучей в оптической системе. Коэффициент пропускания светофильтра определялся на телескопе при наблюдении Солнца с использованием диафрагм. Фотографировался спектр центра диска Солнца, ослабленного диафрагмой и светофильтром и только диафрагмой с меньшими отверстиями. Отверстия в диафрагмах были подобраны так, чтобы плотности почернения попадали на прямолинейный участок характеристических кривых. На обработанных пластинках разность плотностей почернения

спектрограмм не превышала 0,10. В области спектра 440—650 $m\mu$ $\lg_{10}$ коэффициента пропускания меняется не более, чем на 0,15.

Прозрачность атмосферы определялась «долгим методом», причем использовались снимки самих объектов наблюдения. Интервал воздушных масс брался не менее двух. Наблюдения Солнца производились в утренние часы. Неточность знания коэффициента прозрачности является серьезным источником случайных ошибок. Поэтому при получении общего среднего из засветок на различных зенитных расстояниях их яркостям приписывался вес $p_{\lambda}^{M_i}$, где p_{λ} — коэффициент прозрачности; M_i — число воздушных масс, соответствующее i -й засветке. Яркость, исправленная за прозрачность атмосферы, пропускание светофильтра и диафрагму, вычислялось по формуле

$$I_{0\lambda\odot} = \frac{1}{T_{\lambda}} \frac{S_{об}}{S_{д}} \frac{\sum_{i=1}^n \frac{I_{\lambda i}^{M_i}}{p_{\lambda}^{M_i}}}{\sum_{i=1}^n p_{\lambda}^{M_i}} = \frac{1}{T_{\lambda}} \frac{S_{об}}{S_{д}} \frac{\sum_{i=1}^n I_{\lambda i}}{\sum_{i=1}^n p_{\lambda}^{M_i}}, \quad (1)$$

где T_{λ} — коэффициент прозрачности светофильтра;

$S_{об}$ и $S_{д}$ — площади объектива и диафрагмы;

I_{λ} — яркость без учета атмосферного ослабления, полученная по измерениям на пластинке.

Аналогично находилась заатмосферная яркость центрального участка экваториальной зоны Юпитера.

Коэффициент яркости участка планеты, нормального к лучам Солнца, отнесенный к четверти сферы, или «светлота», или яркостный фактор A_b вычислялся по формуле

$$A_b = \frac{I_{ою}}{I_{\odot}} \frac{\Delta^2}{\eta R^2}, \quad (2)$$

где Δ — расстояние планеты от Солнца;

R — радиус Солнца;

η — отношение средней яркости диска к яркости центра диска Солнца.

При вычислениях использовались η , найденные Миннартом.

Было обработано 30 спектрограмм Юпитера и столько же Солнца, полученных в течение пяти ночей осенью 1965 года. Окончательные результаты приведены в табл. 1. Среднеквадратичная ошибка средних значений составляет 6%.

Таблица 1

$\lambda_{m\mu}$	A_b	$\lambda_{m\mu}$	A_b	$\lambda_{m\mu}$	A_b
440	0,718	500	0,793	570	0,748
450	0,686	510	0,794	580	0,757
460	0,664	520	0,789	590	0,741
470	0,708	530	0,753	600	0,719
480	0,769	540	0,710	610	0,698
490	0,787	560	0,731	630	0,700

При стандартизации спектрограмм по внефокальным снимкам звезд в качестве звезды сравнения была выбрана яркая звезда с показателем цвета, близким к показателям цвета Солнца и Юпитера, — Капелла. Абсолютное распределение энергии в спектре Капеллы было найдено

следующим образом. В работе [10] найдено распределение энергии в спектре 39 звезд относительно средней звезды класса АО. Из этой работы было взято девять звезд, для которых в [5, 6] найдено абсолютное распределение энергии. Сравнение Капеллы с каждой из этих звезд дало возможность вычислить абсолютное распределение энергии в спектре Капеллы E_λ (табл. 2). Среднеквадратичная ошибка вычисленных значений E_λ составляет 1%. Учитывая, что ошибка относительного распределения составляет 2%, получаем ошибку абсолютного распределения энергии в спектре Капеллы равной 3%.

Распределение энергии в спектре Солнца взято из работы Е. А. Макаровой [7], которой было получено средневзвешенное распределение энергии в спектре Солнца по данным четырех наблюдателей. Это распределение относится к центру диска. Поэтому были введены поправки, учитывающие потемнение к краю Солнца, найденные Миннартом. Относительная ошибка результатов Макаровой не превосходит 2%.

По известному распределению энергии в спектре Солнца и Капеллы были вычислены монохроматические разности звездных величин $M_\odot - m$. Относительная ошибка приведенных в табл. 2 значений $M_\odot - m$ составляет 5%.

Таблица 2

λ (mμ)	E_λ	$M_\odot - m$	λ (mμ)	E_λ	$M_\odot - m$	λ (mμ)	E_λ	$M_\odot - m$
390	166	-27,688	480	345	-27,131	570	324	-26,994
400	236	391	490	355	098	580	323	954
410	259	406	500	335	166	590	321	939
420	266	401	510	322	201	600	315	934
430	296	326	520	313	221	610	309	936
440	319	241	530	330	136	620	299	961
450	327	206	540	333	101	630	289	966
460	339	141	550	339	041	640	291	946
470	336	146	560	324	039	650	286	949

E_λ в 10^{-3} эрг/см²·сек на $\Delta\lambda = 1$ см.

При наблюдениях звезды щель спектрографа выводилась из фокуса телескопа. На щечках щели получалось изображение объектива, освещенного звездой, в виде кольца. После прохождения света через спектрограф на пластинке получался спектр разреза кольца. Обычно фотографировалось четыре разреза кольца, причем каждый раз щель спектрографа поворачивалась на 45° относительно ее положения в предыдущей экспозиции.

Планета фотографировалась при ориентации щели по центральному меридиану. На каждой пластинке получалось четыре спектрограммы Юпитера. Подбором диафрагм и радиуса внефокального изображения звезды плотности почернения выравнивались. Обычно на спектрограмме планеты плотность почернения в красной части спектра была больше, а в синей меньше, чем на спектрограмме звезды. Фотографирование велось при ширине щели 0,15 мм с экспозицией 5 минут.

Распределение яркости вдоль радиуса кольца находилось при измерении спектрограммы звезды поперек дисперсии на МФ-4. Измерялись все спектрограммы звезды, и искомое распределение находилось усреднением измеренных распределений яркости вдоль восьми радиусов. Распределение яркости было симметрично относительно среднего радиуса кольца, что давало возможность уверенно определять размер кольца. Внутренний и внешний радиусы колец вычислялись по известному отно-

шению диаметров объектива и зеркальца. По найденному распределению яркости $f(\rho)$ и радиусам колец вычислялось отношение

$$\frac{\bar{I}_{\text{зв}}}{I_{\text{max}}} = \frac{2 \int_0^{\infty} f(\rho) \rho d\rho}{R^2 - r^2}, \quad (3)$$

где $\bar{I}_{\text{зв}}$ — средняя яркость внефокального изображения звезды;

I_{max} — яркость на расстоянии $\frac{R+r}{2}$ от центра кольца;

R и r — внешний и внутренний радиусы колец.

Величина $\frac{\bar{I}_{\text{зв}}}{I_{\text{max}}}$ не зависит от длины волны, что было проверено вычислением ее в десяти участках спектра. Коэффициент яркости, отнесенный к четверти сферы, или яркостный фактор, находился по формуле

$$\lg A_{\text{в}} = \frac{M_{\odot} - m}{2,5} - \lg(R^2 - r^2) - \lg p'' + 2 \lg \Delta + \lg \frac{I_{\text{ю}}}{\bar{I}_{\text{зв}}}$$

где R и r — радиусы кольца, выраженные в дугowych секундах;

p'' — число стерадианов в квадратной секунде дуги;

Δ — радиус-вектор планеты;

$I_{\text{ю}}$ — измеренное значение яркости центрального участка экваториальной зоны Юпитера.

По описанной выше методике было обработано 10 пластинок, полученных в январе — мае 1966 года. Окончательные результаты приведены в табл. 3.

Таблица 3

λ (м μ)	$A_{\text{в}}$	λ (м μ)	$A_{\text{в}}$	λ (м μ)	$A_{\text{в}}$
400	0,402	480	0,676	560	0,828
410	0,443	490	0,691	570	0,844
420	0,481	500	0,705	580	0,860
430	0,520	510	0,710	590	0,863
440	0,560	520	0,717	600	0,852
450	0,603	530	0,750	610	0,860
460	0,643	540	0,784	630	0,860
470	0,667	550	0,810	640	0,859

Среднеквадратичная ошибка, вычисленная непосредственно по найденным коэффициентам яркости, составляет 4%. Учитывая ошибки разности монохроматических звездных величин, получаем ошибку приведенных в таблице значений равной 9%.

В табл. 4 приведены коэффициенты яркости экваториальной зоны Юпитера по наблюдениям В. Н. Лебединца в 1953 — 1954 гг. [2].

Таблица 4

Светофильтр	Область пропускания	Эффективная длина волны	Коэффициент яркости	
			1953 г.	1954 г.
Красный	630—666	648	0,849	0,872
Желтый	522—654	594	0,758	0,851
Зеленый	482—554	521	0,673	0,731
Синий	460—400	432	0,484	0,508

Сопоставляя данные табл. 3 и 4, можно видеть, что значения видимого альбеда в 1954 и 1966 гг. хорошо согласуются.

Зависимость коэффициента яркости от длины волны должна быть объяснена на основе модели атмосферы, построенной с учетом физических условий на планете. Простейшей моделью, определяемой минимальным количеством параметров, является однослойная модель. В работе [3] была сделана попытка построить такую модель атмосферы Юпитера. Использовалась информация, полученная при фотометрировании примерно 190 изображений планеты. Решив обратную задачу, автор нашел параметры λ и x_1 . Сопоставление величины геометрического альбеда, рассчитанного по этим параметрам и найденного из наблюдений, показало, что в синей части спектра однослойная модель неприменима. В красных лучах имеются значительные расхождения с результатами абсолютной поверхностной фотометрии.

Согласие с результатами интегральной фотометрии можно улучшить, допустив, что над облачным слоем находится тонкий рассеивающий слой газа оптической толщины $\tau_p = 0,10 \div 0,20$. Следует заметить, что к таким же результатам пришли на Харьковской обсерватории в 1933 г. и в последующие годы [1]. Однако для объяснения наблюдаемого хода коэффициента яркости по спектру в 1953—1954 гг. и 1966 г. τ_p пришлось бы увеличить до $0,4 \div 0,5$ в синих лучах. В этом случае контраст деталей в синей части спектра был бы систематически меньше, чем в красной, что не подтверждается наблюдениями.

Измерения поляризации различных участков диска Юпитера [9] показывают, что поляризация зависит только от фазового угла и расстояния от центра диска и не зависит от длины волны. Так как над облачной поверхностью находится прозрачный газ, поляризация должна быстро возрастать с фазовым углом и должна наблюдаться сильная зависимость от длины волны ($\sim \lambda^{-4}$). Это опровергается наблюдениями. Дольфус, анализируя результаты поляриметрических наблюдений, пришел к выводу, что в атмосфере Юпитера над облачной поверхностью находится тонкая дымка, поляризация которой имеет знак, противоположный чистому газу. Дымка должна состоять из частиц диаметром около 1μ .

Так как радиус частиц a того же порядка, что и длина волны λ , следует ожидать селективного рассеяния света. При $\lambda \approx a$ коэффициент рассеяния света будет максимальным и видимое альbedo участка планеты будет наибольшим. При переходе к коротким волнам видимое альbedo будет падать за счет уменьшения рассеяния света в дымке. Сопоставляя вышесказанное с найденным распределением яркости по спектру, можно видеть, что радиус частиц должен быть около $0,6\mu$. Следовательно, результаты абсолютной поверхностной фотометрии и поляриметрии находятся в качественном согласии.

Зависимость коэффициента рассеяния от длины волны приводит к изменению оптической толщины дымки. Поэтому должно наблюдаться увеличение контрастов видимых деталей облачного слоя с уменьшением длины волны. Наблюдения подтверждают эти выводы.

Итак, качественный анализ результатов наблюдений показывает, что модель атмосферы Юпитера для центра диска должна описываться пятью параметрами: альbedo облачного слоя A , концентрация частиц в дымке Nh , радиус частиц a , вероятность выживания кванта λ , оптическая толщина релеевского газа τ_p . Большое значение яркостного фактора A_b в красной области спектра указывает на малое поглощение в слое аэрозоля. Следовательно, можно положить $\lambda = 1$.

Так как из наблюдений определялся яркостный фактор центра диска A_v при небольших фазах, можно принять $\cos i = \cos \varepsilon = 1$.

Вычисления производились по формулам:

$$A_s = A_v \cdot e^{-2\tau_p} = 0,188 (1 - e^{-2\tau_p}), \quad (5)$$

где

$$A_v = 1 - \frac{(1-A)R^2(\tau)}{4 \rightarrow (3-x_1)(1-A)\tau} + \frac{1}{8} [x_1 + \chi(\pi) - 1](1 - e^{-2\tau});$$

τ_p — оптическая толщина релеевского газа;

A — альбедо облачного слоя;

$\tau = K_p \tau_0$,

K_p — коэффициент ослабления в долях πa^2 ;

$$\rho = \frac{2\pi a}{\lambda}, \quad \tau_0 = Nh\pi a^2,$$

$$R(\tau) = \frac{5}{2} - \frac{1}{2} e^{-\tau}; \quad x_1 = \frac{3}{2} \int_0^\pi \chi(\gamma) \cos \gamma \sin \gamma d\gamma.$$

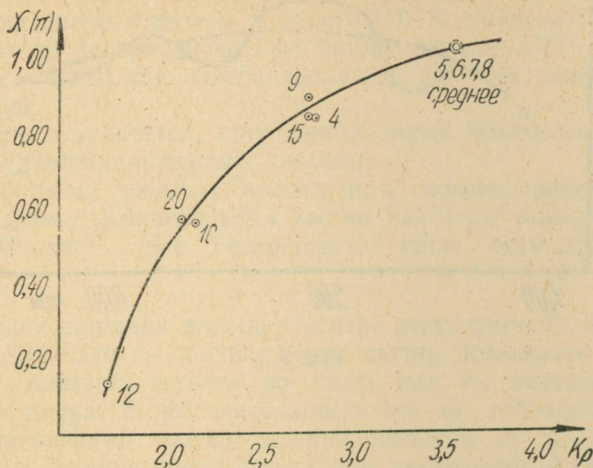


Рис. 1

Для определения $\chi(\pi)$ были нормированы все индикатрисы, рассчитанные для $m = 1,33$ [8, 11, 12]. Значения индикатрисы вблизи $\gamma = \pi$ испытывают резкие интерференционные колебания, так как они рассчитаны для одной частицы. По Блюмеру [11] отношение $\frac{\chi(0)}{\chi(\pi)}$ при $\rho > 5$ пропорционально ρ^2 . Среднее значение коэффициента пропорциональности для использованных индикатрис равно 1. На рис. 1 приведены рассчитанные значения $\chi(\pi)$. Числа возле точек указывают соответствующие им ρ . На рис. 2 приведены значения x_1 . Следовательно, размер частицы определяет величины K_p , $\chi(\pi)$ и x_1 .

Полученные из наблюдений значения яркостного фактора (1966 г.) были взяты через 20 $m\mu$ от $\lambda = 420 m\mu$ до $\lambda = 640 m\mu$, и для каждой длины волны составлялись уравнения вида (5). Таким образом, была составлена система уравнений с четырьмя неизвестными. Подбором параметров удовлетворялось распределение яркости по спектру с погреш-

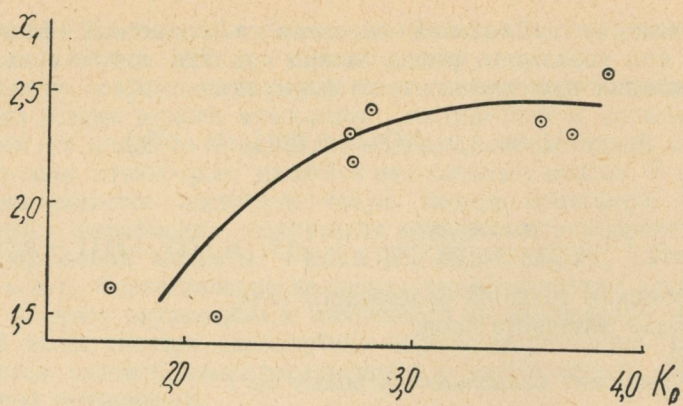


Рис. 2

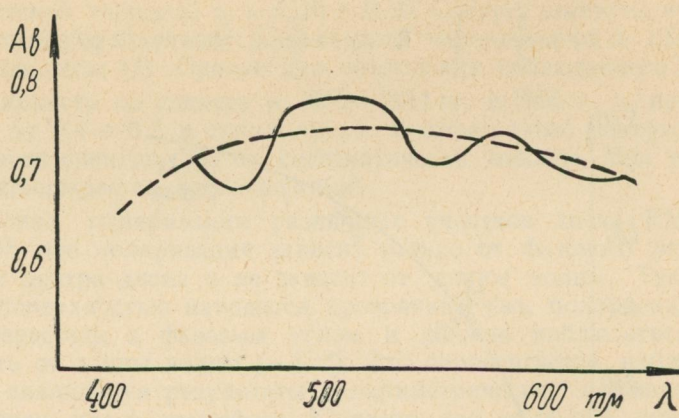


Рис. 3

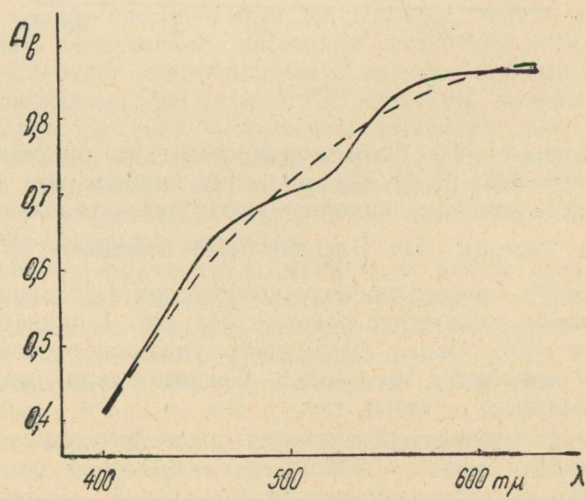


Рис. 4

ностью не более 10%. Приближенные значения параметров были улучшены по способу наименьших квадратов. Доверительные интервалы определены при надежности $p=0,90$. В табл. 5 приведены найденные параметры. Величина τ_p указана для $\lambda = 630 \text{ м\mu}$. На рис. 4 сравнивается наблюдаемое (сплошная линия) и вычисленное по найденным параметрам (пунктир) распределение яркости по спектру. На рис. 3 то же самое для 1965 г. Нетрудно видеть, что изменение размера частиц приводит к изменению распределения яркости по спектру. Следует заметить, что расхождение результатов 1953—1954 гг. легко объяснить увеличением размера частиц на $0,05 \text{ м\mu}$.

Таблица 5

	τ_p	A	τ_0	a
1966 г.	$0,07 \pm 0,02$	$0,78 \pm 0,16$	$0,20 \pm 0,06$	$0,73 \pm 0,04$
1965 г.	0,03	0,71	0,20	0,33
1958—1959 гг.	—	0,62	0,20	—

В последней строке представлены параметры, определенные по ходу контрастов на диске Юпитера в работе [4]. В указанной работе коэффициент яркости центра диска был принят равным 0,600, т. е. занижен. Положив $A_b = 0,849$ для центра диска [2], получим значения, указанные в таблице.

Сравнение результатов, полученных двумя независимыми методами, показывает удовлетворительное согласие.

По известному размеру частиц и τ_0 можно оценить количество вещества в дымке. Концентрация частиц над 1 см^2 поверхности планеты $Nh = 1,2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. Это соответствует слою осажденной жидкости $\frac{4}{3} \tau_0 a = 0,2 \text{ м\mu}$.

Оптическая толщина дымки в центре диска равна (в красных лучах) $\tau = k_p \tau_0 = 0,72$. Если бы концентрация частиц оставалась постоянной по всему диску, контраст деталей на краю был бы значительно меньше, чем в центре диска. В действительности это не наблюдается. Следовательно, концентрация частиц должна зависеть от времени суток на Юпитере, т. е. должна уменьшаться при увеличении зенитного расстояния Солнца. При изучении хода контрастов на диске в 1958—1959 гг. этот вывод получил количественное подтверждение.

При построении двухслойной модели нам пришлось допустить, что 1) альbedo облачного слоя не зависит от длины волны; 2) показатель преломления вещества частиц $m = 1,33$. Поэтому найденные параметры могут рассматриваться лишь как приближенные. Согласие результатов 1958—1959 и 1966 гг. может указывать на близость сделанных допущений к физической реальности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. П. Барабашов. Исследование физических условий на Луне и Плутонах. Изд-во ХГУ, Харьков, 1952.
2. В. Н. Лебединец. Труды ХАО, 12, 1957.
3. Ю. В. Александров. Вестник ХГУ № 8, вып. 2, 1965.
4. М. Ф. Ходячих. Вестник ХГУ. № 4, вып. 1, 1963.
5. З. В. Карягина, А. В. Харитонов. Изв. АН Каз. ССР, вып. 3, 1964.
6. А. В. Харитонов. Изв. АН Каз. ССР, вып. 3, 1964.
7. Е. А. Макарова. Астрон. журн., т. 41, вып. 2, 1964.

8. К. С. Шифрин. Рассеяние света в мутной среде. ГИТТЛ, М.—Л., 1951.
 9. А. Дольфус. Сб. «Планеты и спутники», гл. 9. Изд-во иностр. лит. М., 1963.
 10. H. Kienle, H. Strasse, J. Wempe. Z. für Aph. 16, 4, 1938.
 11. H. Blümer. Zeit für Physik, 32, 115, 1925; 38, 304, 1926.
 12. G. R. Paranjpe, Y. G. Naik, P. B. Vaidya. Proc. Ind. Acad. of Sciences, 9, 333, 1939.
-

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Астрономическая обсерватория Харьковского ордена Трудового Красного Знамени государственного университета за 50 лет.	3
Н. П. Барабашов, Ю. В. Александров, В. И. Гаража. Еще о законе отражения света от твердой поверхности Марса	12
Н. П. Барабашов, В. И. Езерский, Б. М. Зыков, В. И. Лацько. О различии микрорельефа отдельных участков лунной поверхности. . .	21
В. С. Опрятова. Исследование люминесценции лунной поверхности во время затмений	36
Н. Н. Евсюков. Основные результаты фотографической фотометрии Луны в инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра	48
О. М. Стародубцева. О наблюдении темных образований на Венере	58
Н. Н. Евсюков. О распределении специального показателя цвета по лунной поверхности	70
В. Н. Дудинов. О некоторых систематических ошибках, возникающих при фотометрии планетных дисков	77
И. Л. Белкина. Развитие флоккула высокой активности в июле 1961 г. и вспышка 18 июля 1961 г.	90
К. Н. Кузьменко, В. Х. Плужников, К. Н. Деркач, Н. Г. Зуев. Определение прямых восхождений больших планет меридианным кругом Харьковской астрономической обсерватории в 1965 г	94
П. П. Павленко. О повышении точности привязки моментов времени фотографических наблюдений ИСЗ к кварцевым часам	98
М. Ф. Ходячих. Абсолютная фотометрия непрерывного спектра Юпитера . .	102

Редактор Л. Ф. Кизилова
Техредактор Г. П. Александрова
Корректор Т. С. Перепелица

Сдано в набор 15/VII 1967 г. Подписано к печати 28/XII 1967 г. БЦ 20539. Формат 70×108^{1/16}. Объем 7 физ. л., 9,8 усл. печ. л., 8,4 уч.-изд. л. Зак. 7-1920. Тираж 500. Цена 56 коп.

Типоофсетная фабрика Комитета по печати при Совете Министров Украинской ССР. Харьков, ул. Энгельса, 11.

Опечатка

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
4	6 снизу	Л. И. Кривко	Л. И. Крисенко

Вестник Харьковского университета, № 28, серия астрономическая, выпуск 3.