

К-14038
П 266189.

К-14038

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА



№ 65

АСТРОНОМИЯ

Выпуск 6



ИЗДАТЕЛЬСТВО
ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

1971

56 коп.

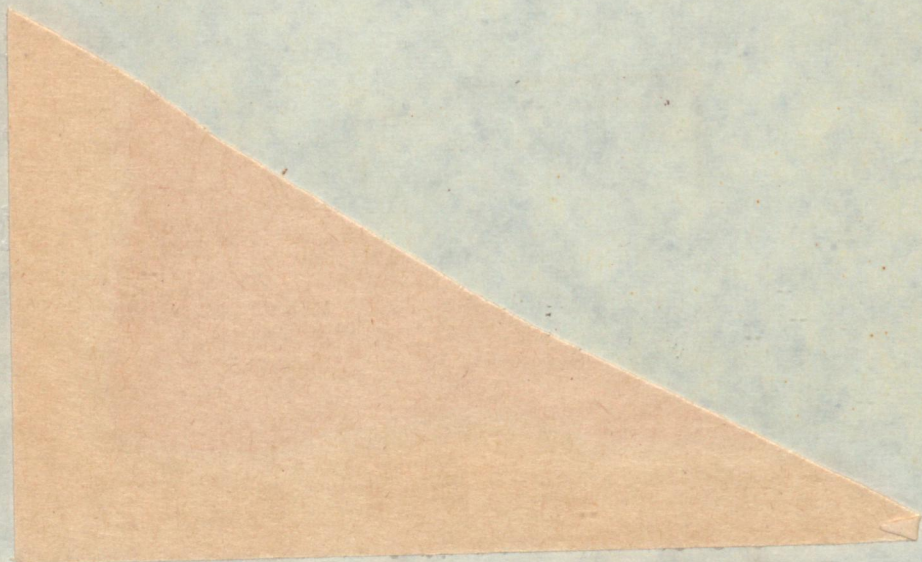
V.N. Karazin Kharkiv National University



00288758

2

RECEIVED
JAN 10 1890
AT THE
LIBRARY OF THE
CITY OF BOSTON



МИНИСТЕРСТВО
ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ УССР

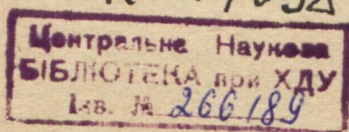
ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 65

АСТРОНОМИЯ

ВЫПУСК 6

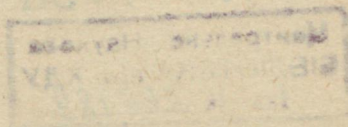
K-14038



ИЗДАТЕЛЬСТВО
ХАРЬКОВСКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА имени А. М. ГОРЬКОГО
Харьков 1971

Редакционная коллегия:

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



О ПРИЧИНАХ РАЗЛИЧИЯ В РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЯРКОСТИ НА ДИСКАХ ЛУНЫ И МАРСА ПРИ ФАЗАХ, БЛИЗКИХ К НУЛЮ

Н. П. Барабашов

Изучается влияние некоторых факторов на изменение отражательных свойств шероховатых и пористых поверхностей с малым альбедо, влияние сглаживания неровностей (обкатка), изменение их размеров (дробление), а также влияние прозрачности неровностей или стенок между порами в поверхности.

Рассматриваются некоторые субстанции с неодинаковым распределением яркости (при $\alpha=0$) в разных областях спектра, спектральные альбедо которых заметно отличаются одно от другого. Установлено, что твердая поверхность Марса, сильно окрашенная и имеющая в красных лучах распределение яркости, которое характеризуется фактором гладкости $0,7 \leq q \leq 1,0$ в пределах $i=\varepsilon=0^\circ-60^\circ$ и сильно различающееся по спектру альбедо, может обладать этим свойством.

Нами было показано [1], что яркости любых точек лунной поверхности, имеющие одинаковые альбедо в полнолуние, когда $i=\varepsilon$, одинаковы. Это является следствием большой раздробленности и пористости верхнего слоя лунной почвы. Иными словами, распределение яркости на «средней» Луне в момент $\alpha=0$ довольно хорошо аппроксимируется почти прямой линией и может быть представлено как $B=\Gamma \cos^q i$, где q равно $+0,05$.

Распределение яркости на поверхности Марса на материках в пределах $i=\varepsilon 0-60^\circ$ может быть по нашим наблюдениям представлено подобной формулой, в которой показатель q в красных лучах спектра при отсутствии помутнений в атмосфере может меняться в пределах $0,7 \leq q \leq 1,0$. Для морей в тех же лучах q в среднем равно $+0,55$.

В красных лучах, как известно, влияние чрезвычайно разреженной атмосферы Марса на распределение яркости исчезающе мало, и потому им можно пренебречь.

Рассмотрим некоторые причины, изменяющие фактор гладкости и приближающие кривую распределения яркости изрытых поверхностей к кривой соответствующей ортотропной поверхности.

А. Сглаживание острых углов неровностей (обкатка) на поверхности планеты может быть следствием влияния различных факторов, например, эрозии.

Предположим, что мы имеем поверхность, покрытую соприкасающимися пирамидами с квадратными основаниями и углами при вершинах, равными 14° . Плоские поверхности, составляющие пирамиды, имеют альбедо, не превышающее 0,3, и отражают свет по закону Ламберта.

Если представить распределение яркости на поверхности, покрытой пирамидами при $\alpha=0$ и $i=\epsilon=0-60^\circ$, выражением $B_i = B_0 \cos i$, то по способу наименьших квадратов найдем $q = -1,57$. Сглаживая острые вершины пирамид, срежем сначала их

Таблица 1

$i = \epsilon$	B
0°	1,000
10	0,884
20	0,787
30	0,718
40	0,694
50	0,746
60	0,866

верхние части плоскостями, проходящими через середину высот. Тогда для поверхности, покрытой усеченными пирамидами, фактор гладкости увеличится до $-0,53$. Производя дальнейшее сглаживание, превратим усеченные пирамиды в соприкасающиеся полусферические возвышения. Фактор гладкости такой поверхности ста-

нет еще больше и достигнет предельного значения, которое можно получить путем сглаживания $q = +0,23$.

Дальнейшее увеличение q может быть достигнуто путем уменьшения высот шаровых сегментов, выступающих над горизонтальной плоскостью, на которой расположены сегменты, или увеличением расстояния между ними.

В случае полусферических углублений для получения того же значения фактора гладкости, что и при полусферических возвышениях, расстояние между краями соседних полусфер может быть несколько большим. При этом фактор гладкости составляет 0,74, если расстояния между краями соседних полусфер равны диаметру сферы, а $q=0,9$ при двух диаметрах.

Б. Уменьшение размеров неровностей, покрывающих гладкую поверхность.

Рассмотрим сначала горизонтальную плоскость, покрытую вертикально стоящими непрозрачными и бесконечно тонкими параллельными друг другу стенками, отражающими, как и горизонтальная поверхность, по закону Ламберта.

Альбедо горизонтальной и вертикальной поверхностей $A \leq 0,3$. Расстояние между вертикальными плоскостями равно n , а их высота — h . Посмотрим, как изменяется фактор гладкости по-

добной поверхности с изменением $\frac{h}{n}$. Наименьшее падение

к краю наблюдается при $\frac{h}{n} = 0,7$.

Как изменяется яркость в этом случае, видно из табл. 1.

Для того чтобы q было таким же, как у Марса, т. е. $0,7 \leq q \leq 1,0$, нужно брать $h < 0,3$. Иными словами, падение яркости при $\alpha = 0$, соответствующее наблюдаемому на Марсе, можно получить, беря высоту стенок между порами меньше 0,3 расстояния между ними.

В случае, если стоящие вертикально стенки не бесконечно тонки, а имеют толщину m , наименьшее значение q будет при $h = m = 1$ и расстояние между стенками $n = 1,5$. Для распределения $0,7 \leq q \leq 1,0$ n должно быть $1,0 > n > 2,5$.

Если $n = h = 1$, то наименьшее значение q будет при $m = 0$, оно дано в табл. 1, а сходные с марсианским при $m \geq 0,8$. Как изменяется q в зависимости от m , видно из табл. 2.

Таблица 2

m	0,8	0,9	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	4,0	5,0
q	0,70	0,72	0,73	0,78	0,81	0,83	0,85	0,87	0,89

Если $n = m = 1$, то наименьшее падение яркости и наименьшее значение $q = 0,71$ получается при $h = 0,7 - 0,8$ и поверхность удовлетворяют все испробованные значения от $h = 0$ до n . В этом интервале q меняется от 1,0 до 0,71.

Если на горизонтальной плоскости расположены треугольные пирамидальные валы с углом при вершине, равным 45° , и высотой h , то наименьшее значение $q = -1,84$ при $h = 1,2$, а приемлемые для Марса значения получаются лишь при $h < 0,1$. Если углы при вершинах валов равны 90° , то наименьшее значение $q = -0,60$ получается при $h = 0,5$.

Приближающиеся же к марсианским значения q получаются так же, как и для валов, с углом 45° лишь при $h < 0,1$.

Уменьшая высоту валов, мы не меняли расстояния между их вершинами. Изменялись лишь площади сечения валов горизонтальной плоскостью и расстояния между их основаниями. Валы как бы погружались в горизонтальную плоскость, на которой располагались. Если составляющие комплекс плоскости отражают не по закону Ламберта, то для бесконечно тонких вертикальных стенок и дна с $q = 0,9$ марсианскому распределению, т. е. с результирующим $0,7 \leq q \leq 1,0$, можно удовлетворить значениями $\frac{h}{n} \leq 0,2$. Если $q = 0,8$, то $\frac{h}{n}$ не должно превышать 0,1.

При стенках с толщиной m и $m=h=1$ марсианскому распределению можно удовлетворить, если составляющие комплекс плоскости имеют $q=0,9$ и $n<0,8$ или $n>4$, а при $q=0,8$ n должно быть меньше 0,4. Если $q=0,7$, марсианское распределение не получается.

Если $n=h=1$ и $q=0,9$, сходство получается при $m \geq 1,5$. Когда $q=0,8$, то m должно быть больше или равно 3,0. Если $q=0,7$, то, как и следовало ожидать, нельзя отыскать m , чтобы было $0,7 \leq q \leq 1,0$.

В случае $m=n=1$ и $q=0,9$ соответствующие Марсу значения Q получаются при $h>2,0$ и $h<0,4$.

Если $q=0,8$, то h должно быть меньше 0,2, при $q=0,7$ пригодных значений h не находится.

В случае треугольных валов с углами при вершинах 45° и 90° , плоскости которых отражают не по закону Ламберта, марсианскому распределению могут удовлетворить валы с очень малыми значениями h .

Рассматривая поры со стенками различной шероховатости, приходим к весьма важному заключению, что при определенной геометрии поверхности марсианскому распределению яркости при $\alpha=0$ можно удовлетворить не только одной референц-поверхностью с малыми по размерам неровностями, но и сочетанием поверхностей с еще меньшими неровностями.

В. Изменение прозрачности неровностей.

При некоторой прозрачности бесконечно тонких или имеющих определенную толщину вертикальных стенок или покрывающих поверхность неровностей падение яркости к краю при $\alpha=0$ может быть более крутым. Иными словами, при соответствующих соотношениях между поглощением, рассеянием и отражением света субстанцией, из которой состоят стенки или неровности, фактор гладкости может отличаться от соответствующего элементу с непрозрачными стенками или неровностями.

Допустим, что толщина стенок очень мала по сравнению с расстоянием между ними и высота их равна 0,58 этого расстояния. Стенки состоят из стеклообразного материала с малым расстоянием и коэффициентом отражения 5%.

В этих условиях получим следующее изменение отношения $\frac{B_{60}}{B_0}$ табл. 3 с изменением оптической толщины стенок τ по сравне-

Таблица 3

$\tau \backslash q$	1,0	0,7	0,5
0,693	0,870 0,155	0,908 0,194	0,935 0,225
0,405	0,455	0,549	0,623

нию с тем случаем, когда стенки абсолютно непрозрачны и отражают свет по тому же закону, что и поверхность между ними.

При значительной толщине стенок падение будет круче.

В случае, если стенки обладают и заметным рассеянием света внутри субстанции, прирост крутизны падения яркости уменьшится и будет зависеть от количества рассеянного света.

Г. Различие в альbedo элементов, составляющих поверхность.

Если поверхность пористая или покрыта возвышениями, то в зависимости от соотношения величины альbedo разделяющих поры стенок и их дна или самой поверхности и покрывающих ее возвышений фактор гладкости может уменьшаться и увеличиваться.

Если отношения $\frac{A_c}{A_d}$ и $\frac{A_v}{A_n}$, где A_c — альbedo стенок, A_d — альbedo дна, A_v — альbedo возвышений, а A_n — альbedo самой поверхности, будут уменьшаться, то кривая распределения яркости на диске при $\alpha=0$ будет спадать все более круто, а если увеличиваться, то более полого.

Если поверхность покрыта зернами или раздробленным материалом с альbedo, отличающимся от альbedo ее самой, то будет наблюдаться подобный же эффект. Максимальным он будет, когда отдельности раздробленного материала черные. Возможно, что спадание кривой, приближающейся к косинусоиду у Марса, объясняется отчасти и тем, что по его поверхности разбросаны мелкие, но более темные, чем окружающая их поверхность зерна, например, вулканического пепла.

Может быть также, что она покрыта порами или трещинами, у которых альbedo стенок меньше альbedo дна.

Покажем, как увеличивается или уменьшается крутизна кривой распределения яркости при $\alpha=0$, когда отношение $\frac{A_c}{A_d}$ меняется в пределах $0,17+1,17$, а $\frac{h}{n}$ от $0,289$ до $0,039$ при q , равном $0,0; 0,5; 0,7; 0,8; 1,0$, и $m=1$. Эти данные приведены в табл. 3.

Из табл. 4 видно, что при всех приведенных в ней отношениях $\frac{h}{n}$ можно найти такие значения q , при которых распределение яркости будет более или менее близким к косинусоиду (см. рис. 1, 2).

Интересно также, что если стенки пор или отдельности, лежащие на поверхности, имеют альbedo, близкое к нулю, то даже при весьма незначительной высоте h они могут распределение яркости, сильно отличающееся от ламбертовского, значительно приблизить к нему.

Рассмотрим горизонтальную поверхность с альbedo $A_n=0,3$ и фактором гладкости q . Пусть расстояние между вертикальными стенками пор, имеющими альbedo $A_c=0$ и толщину $m=0,1$, равно n .

Таблица 4

$$\frac{h}{n} = 0,289, \quad A_n = 0,300$$

$q = 0,0$							$q = 0,5$					
A_c $i = \varepsilon$	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
0	0,277	0,282	0,291	0,300	0,309	0,318	0,277	0,282	0,291	0,300	0,309	0,318
10	0,256	0,273	0,286	0,300	0,314	0,327	0,266	0,273	0,286	0,300	0,314	0,327
20	0,254	0,263	0,281	0,300	0,319	0,337	0,244	0,251	0,265	0,280	0,294	0,309
30	0,239	0,251	0,276	0,300	0,324	0,349	0,221	0,231	0,250	0,269	0,288	0,307
40	0,222	0,238	0,269	0,300	0,331	0,362	0,194	0,207	0,232	0,258	0,283	0,309
50	0,199	0,219	0,260	0,300	0,340	0,381	0,161	0,178	0,213	0,248	0,282	0,317
60	0,163	0,191	0,245	0,300	0,255	0,409	0,121	0,145	0,194	0,243	0,291	0,340

$q = 0,7$							$q = 1,0$					
0	0,277	0,282	0,291	0,300	0,309	0,318	0,277	0,282	0,291	0,300	0,309	0,318
10	0,260	0,266	0,276	0,286	0,297	0,308	0,260	0,265	0,274	0,284	0,294	0,304
20	0,240	0,247	0,260	0,273	0,277	0,300	0,235	0,247	0,253	0,265	0,277	0,288
30	0,214	0,223	0,241	0,258	0,276	0,293	0,090	0,112	0,156	0,200	0,244	0,288
40	0,183	0,195	0,219	0,243	0,266	0,290	0,130	0,145	0,175	0,204	0,234	0,264
50	0,148	0,164	0,196	0,229	0,262	0,294	0,169	0,179	0,200	0,222	0,243	0,264
60	0,107	0,131	0,177	0,224	0,271	0,318	0,204	0,212	0,228	0,243	0,259	0,274

$$\frac{h}{n} = 0,170, \quad A_n = 0,300$$

$q = 0,0$							$q = 0,5$					
A_c $i = \varepsilon$	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
0	0,277	0,282	0,291	0,300	0,309	0,318	0,277	0,282	0,291	0,300	0,309	0,318
10	0,270	0,276	0,288	0,300	0,312	0,324	0,286	0,273	0,283	0,293	0,303	0,313
20	0,263	0,271	0,285	0,300	0,315	0,329	0,254	0,260	0,272	0,284	0,297	0,309
30	0,255	0,264	0,282	0,300	0,318	0,336	0,236	0,244	0,258	0,273	0,288	0,303
40	0,245	0,256	0,278	0,300	0,322	0,344	0,213	0,223	0,241	0,260	0,278	0,297
50	0,231	0,245	0,272	0,300	0,328	0,355	0,186	0,298	0,229	0,245	0,268	0,291
60	0,210	0,228	0,264	0,300	0,336	0,372	0,152	0,167	0,199	0,230	0,261	0,293

$q = 0,7$							$q = 1,0$					
0	0,277	0,282	0,291	0,300	0,309	0,318	0,277	0,282	0,291	0,300	0,309	0,318
10	0,266	0,271	0,281	0,291	0,301	0,310	0,265	0,270	0,279	0,289	0,289	0,308
20	0,251	0,256	0,268	0,279	0,290	0,302	0,246	0,251	0,261	0,272	0,282	0,293
30	0,229	0,236	0,250	0,264	0,277	0,291	0,219	0,225	0,238	0,250	0,262	0,275
40	0,202	0,211	0,228	0,245	0,262	0,273	0,187	0,194	0,210	0,225	0,240	0,256
50	0,171	0,182	0,203	0,225	0,247	0,269	0,150	0,160	0,180	0,200	0,220	0,240
50	0,133	0,148	0,178	0,208	0,238	0,267	0,110	0,124	0,152	0,179	0,207	0,235

$$\frac{h}{n} = 0,075 \quad A_d = 0,300$$

$q = 0,0$							$q = 0,5$					
$i = \varepsilon \backslash A_c$	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
0	0,277	0,282	0,291	0,300	0,309	0,318	0,277	0,282	0,291	0,300	0,309	0,318
10	0,274	0,279	0,290	0,300	0,310	0,321	0,272	0,277	0,286	0,296	0,305	0,315
20	0,271	0,277	0,288	0,300	0,312	0,323	0,262	0,267	0,278	0,288	0,298	0,309
30	0,267	0,274	0,287	0,300	0,313	0,326	0,248	0,254	0,265	0,277	0,288	0,299
40	0,263	0,270	0,285	0,300	0,315	0,330	0,230	0,236	0,249	0,261	0,274	0,286
50	0,257	0,266	0,283	0,300	0,317	0,334	0,206	0,214	0,228	0,242	0,257	0,271
60	0,248	0,258	0,279	0,300	0,321	0,342	0,176	0,185	0,203	0,220	0,237	0,255

 $q = 0,7$ $q = 1,00$

0	0,277	0,282	0,291	0,300	0,309	0,318	0,277	0,282	0,291	0,300	0,309	0,318
10	0,271	0,275	0,285	0,294	0,304	0,313	0,270	0,274	0,283	0,293	0,302	0,311
20	0,259	0,264	0,274	0,284	0,294	0,303	0,254	0,259	0,268	0,277	0,287	0,296
30	0,241	0,247	0,257	0,268	0,279	0,289	0,231	0,236	0,246	0,256	0,265	0,275
40	0,218	0,224	0,236	0,247	0,259	0,271	0,201	0,206	0,217	0,228	0,238	0,249
50	0,189	0,196	0,209	0,223	0,236	0,249	0,166	0,172	0,184	0,196	0,208	0,220
60	0,154	0,162	0,179	0,195	0,211	0,227	0,126	0,133	0,148	0,163	0,177	0,193

$$\frac{h}{n} = 0,039 \quad A_d = 0,300$$

$q = 0,0$							$q = 0,5$					
$i = \varepsilon \backslash A_c$	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
0	0,277	0,282	0,291	0,300	0,309	0,318	0,277	0,282	0,291	0,300	0,309	0,318
10	0,276	0,281	0,290	0,300	0,310	0,319	0,273	0,278	0,287	0,297	0,306	0,315
20	0,274	0,279	0,290	0,300	0,310	0,321	0,265	0,270	0,280	0,289	0,299	0,309
30	0,272	0,278	0,288	0,300	0,311	0,313	0,253	0,258	0,268	0,278	0,288	0,298
40	0,270	0,276	0,288	0,300	0,312	0,324	0,236	0,241	0,252	0,262	0,272	0,283
50	0,267	0,273	0,287	0,300	0,313	0,327	0,214	0,220	0,231	0,242	0,253	0,264
60	0,262	0,270	0,285	0,300	0,315	0,331	0,186	0,192	0,204	0,216	0,228	0,240

 $q = 0,7$ $q = 0,1$

0	0,277	0,282	0,291	0,300	0,309	0,318	0,277	0,282	0,291	0,300	0,309	0,318
10	0,273	0,277	0,286	0,295	0,304	0,313	0,271	0,276	0,285	0,294	0,303	0,312
20	0,262	0,267	0,276	0,285	0,295	0,298	0,257	0,262	0,271	0,286	0,289	0,298
30	0,246	0,250	0,260	0,270	0,279	0,288	0,235	0,240	0,249	0,258	0,266	0,275
40	0,218	0,223	0,232	0,241	0,251	0,260	0,207	0,211	0,220	0,229	0,238	0,246
50	0,196	0,201	0,211	0,221	0,232	0,242	0,172	0,176	0,185	0,194	0,204	0,218
60	0,162	0,168	0,179	0,190	0,201	0,212	0,132	0,137	0,147	0,157	0,167	0,177

Найдем значения $\frac{h}{n}$ для различных q (от 0 до 1), при которых указанный элемент поверхности (при $\alpha=0$) в пределах $i=\varepsilon=0-60^\circ$ будет иметь $\frac{B_{60}}{B_0}=0,5$.

Эти значения представлены в табл. 5.

Из табл. 4 следует, что поверхности со значительной шерохо-

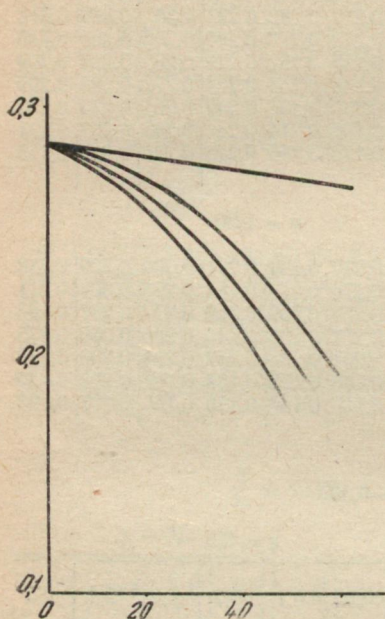


Рис. 1. $\frac{h}{n}=0,039$; $A_d=0,3$; $A_c=$
 $=0, 1$; $q=0; 0,5; 0,7; 1,0$.

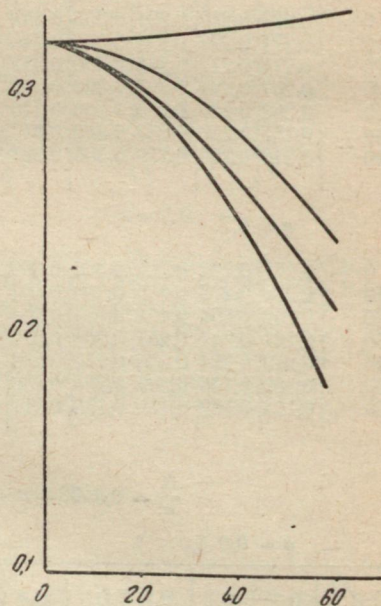


Рис. 2. $\frac{h}{n}=0,039$; $A_d=0,3$; $A_c=$
 $0,5$; $q=0,05; 0,7; 1,0$.

ватостью, но покрытые темными возвышениями (обломками) даже незначительной высоты могут отражать свет при $\alpha=0$ по закону, близкому к ламбертовскому.

Д. О влиянии цвета на распределение яркости при $i=\varepsilon$.

Известно, что некоторые матовые поверхности с большим альбедо в пределах $i=0-70^\circ$ отражают свет по закону, близкому к закону Ламберта (серноокислый барий, гипс, мелко матированное стекло и т. п.).

У пористых и шероховатых поверхностей с большим альбедо количество света при вторичных отражениях и рассеяниях достаточно велико, чтобы освещать и участки поверхности, затененные неровностями и, следовательно, не освещенные непосредственно падающим на поверхность светом.

Естественно, что при уменьшении альbedo поверхности количество вторично рассеянного и отраженного света уменьшается, и потому вторичное освещение становится все меньше, кривая выравнивается, становясь все менее крутой, и приближается к лунной. Выравнивание

Таблица 5

кривых за счет уменьшения альbedo было теоретически рассмотрено А. В. Мороженоко и Э. Г. Яновицким, которые приводят теоретический коэффициент потемнения шаровой поверхности к краю $r(n)$ в зависимости от величины альbedo однократного рассеяния [2]. Подобное же

q	$\frac{h}{n}$
0	0,289
0,5	0,169
0,6	0,139
0,7	0,108
0,8	0,074
0,9	0,039
1,0	0,000

явление должно наблюдаться и у поверхностей с определенным строением и сильно различающимся альbedo. У поверхностей, обладающих указанными выше свойствами, распределение яркости при $\alpha = 0$ в различных участках спектра должно быть неодинаковым и более пологим в той части спектра, где альbedo поверхности меньше [3].

Однако в случае, если поверхность, как мы показали, имеет малое альbedo, а стенки между порами или неровности, создающие шероховатость, более или менее прозрачны и прозрачность эта различна в разных лучах спектра (некоторые пески, кристаллические субстанции и т. п.), распределение яркости более или менее приближается к ламбертовскому и несколько различается по спектру. Шероховатая поверхность, у которой альbedo велико в красных лучах и кроме того значительно больше, чем в синих, будет иметь при $\alpha = 0$ более крутое падение в красных лучах.

Следует заметить, что порошки даже с непрозрачными зернами и малым альbedo, будучи сильно спрессованными, имеют распределение яркости, выражающееся кривой, спадающей более круто, чем у неспрессованных порошков. В этом случае поверхность образца сглаживается, и теневой эффект уменьшается. Подобный механизм сглаживания рассматривается и в пункте Б настоящей работы.

Если предположить, что поверхность Марса покрыта порами с прозрачными стенками, более или менее прозрачными возвышениями или зернами (например, песком), то некоторые наблюдающиеся различия в крутизне кривых в различных лучах спектра можно приписать свойствам самой поверхности Марса, а не его атмосферы, оптическая толщина которой за счет этого немного снизится. Приведем пример из наших индикатометрических измерений.

Из измерявшихся образцов мы отобрали три, у которых альbedo ρ_0 меньше 0,300 и в среднем составляет 0,256 в красных лучах ($\lambda=650 \text{ м}\mu$), т. е. близко к альbedo поверхности Марса в тех же лучах. В синих лучах ($\lambda=420 \text{ м}\mu$) среднее значение альbedo тех же образцов равно 0,057. При этом у них средняя разность $q_{\text{кр}} - q_{\text{син}} = 0,2$. Отобранные образцы — это пески с различным процентом примеси окиси железа (0,5—2,0%).

В работах о Марсе, выполненных до настоящего времени при определении оптической толщины его атмосферы, принимается, что распределение яркости на твердой поверхности планеты при $\alpha=0$ во всех лучах спектра одинаково, а следовательно, одинаков и фактор гладкости. Это распределение принимается таким, как получается из наблюдений в красных лучах, где влиянием марсианской атмосферы можно пренебречь. Если же на основании предыдущего принять, что q для твердой поверхности Марса в разных участках спектра различно и в красных более, чем в синих, то оптическая толщина в синих лучах уменьшается и окажется меньшей, чем та, которую получали до сих пор фотометрическим путем в предположении, что q в красных и синих лучах для поверхности Марса одно и то же. Так, например, если образец в синих лучах имеет яркостный фактор (альbedo) 0,064 и $q=0,9$, то при замене этих величин на 0,052 и $q=0,7$ при релеевском рассеянии, когда $\chi(0)=0,188$ при одном и том же атмосферном слое над поверхностью, получим различные оптические толщины τ — истинную и искаженную. В этом случае $\Delta\tau=0,0032$. Когда рассеяние не релеевское и $\chi(0)=0,100$, то ошибка будет еще больше и окажется равной 0,0079. Рассмотрим также два образца, различающихся только факторами гладкости и имеющих в синих лучах одинаковый яркостный фактор $\rho_0=0,057$ (средний из тех, которые соответствуют выбранным образцам).

Равенство A у образцов с различающимся в одних и тех же лучах q , вообще говоря, может иметь место при соответствующей структуре поверхностей образцов. Даже для избранных нами образцов это довольно близко осуществляется при q , изменяющемся от 0,09 до 0,24, A меняется всего от 0,064 до 0,052. В этом случае при релеевском рассеянии $\Delta\tau=0,0083$, а при $\chi(0)=0,100$ $\Delta\tau=0,0181$; $\Delta\tau$ мы вычисляли по формуле

$$e^{-2\tau \sec i} = \frac{A_2 \cos^{q_2} i - \chi(0)}{A_1 \cos^{q_1} i - \chi(0)},$$

где A_2 и A_1 — альbedo образцов, а q_2 и q_1 — их факторы гладкости.

Если определять альbedo поверхности совместно с τ из системы уравнений вида

$$B_i = A \cos^{q_i} i e^{-2\tau \sec i} + (1 - e^{-2\tau \sec i}),$$

задаваясь только $q=0,9$ и $q=0,7$, а B_i для синего фильтра брать из наших наблюдений в случае наиболее прозрачной атмосферы, найдем следующие значения: при $\chi(0)=0,188$ $\Delta\tau=0,0205$, а при $\chi(0)=0,100$ $\Delta\tau=0,0588$. Величина A , определенная таким способом, оказывается равной $0,104$ при $\chi(0)=0,188$ и $A=0,113$ при $\chi=0,100$.

Из всего сказанного следует, что индикатометрические и спектрофотометрические измерения по возможности большого количества образцов с различной структурой поверхности, альбедо и цветом для построения наиболее вероятной модели поверхности Марса весьма желательны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Astronomische Nachrichten, V. 217, № 5207, стр. 445—452, 1923.
2. Астрономический циркуляр, № 524, 1969, июль, 22.
3. Астрономический циркуляр, № 540, 1969, декабрь, 3.

Поступила 20 ноября 1969 г.

О СПОСОБАХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФАКТОРА ГЛАДКОСТИ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПЛАНЕТ

Н. П. Барабашов

В настоящей работе анализируются три способа определения фактора гладкости q поверхностей космических тел. Делается заключение, что без детальных визуальных наблюдений с помощью достаточно мощных телескопов и контроля качества изображений уверенное значение фактора гладкости получить нельзя.

Если космическое тело лишено сколько-нибудь заметной атмосферы (Луна) или в каком-нибудь участке спектра ее влияние исчезающе мало (Марс), то, используя следующие три способа, можно определить значение фактора гладкости твердой поверхности исследуемой планеты. Каждый из этих способов имеет свои достоинства и недостатки. Однако сравнение результатов, полученных с помощью каждого из них отдельно, позволяет значительно повысить достоверность окончательного результата.

Первый способ. Согласно предложению Н. Н. Сытинской [1], распределение яркости на диске планеты с достаточно однородной поверхностью или в областях, альбедо которых мало различается при угле фазы, близком к нулю и, следовательно, $i=\varepsilon$, может быть представлено так:

$$B = B_0 \cos^q i,$$

где B_0 — яркость центра диска планеты, а q — фактор гладкости.

Для Луны $q=0$, а для поверхности, отражающей по закону Ламберта, $q=1$.

Следует отметить, что q является лишь некоторым и не вполне удачным показателем отклонения распределения яркости на поверхности космического тела в момент противостояния ($\alpha=0$) от закона косинуса.

Сравнивать же с его помощью реальные шероховатости двух поверхностей можно лишь в том случае, если они состоят из непрозрачных зерен или имеют непрозрачные перегородки между порами, а также если альbedo обеих поверхностей невелики и мало различаются. В противном случае на величину различия фактора q будет влиять не только неодинаковая шероховатость поверхности, но и различная величина вторичных отражений и рассеяний.

Измеряя распределение яркости вдоль экватора интенсивности и центрального меридиана, а также в других точках диска, где нет заметной разности альbedo и которые располагаются в однотипных образованиях — морях или материках при угле α , близком к нулю, получаем кривую, характеризующую изменение яркости на диске при переходе от центральной точки к краевым.

Из соотношения $B_i = B_0 \cos^q i$, где B_i — наблюдаемая яркость в точке с углом падения $i = \epsilon$, $B_0 = 1$, а q подлежит определению.

По способу наименьших квадратов из системы уравнений вида

$$q \log \cos i = \log B_i$$

или $aq = n$,

где $a = \log \cos i$, а $n = \log B_i$, составляем, как обычно, уравнение $[aa]q = [an]$ и из него находим q . Значение q , определенное из соотношения яркостей двух точек на диске (например, $\frac{B_0}{B_{60}}$), может значительно отличаться от q , найденного по способу наименьших квадратов, и поэтому им вообще не следует пользоваться.

Применять первый способ можно лишь в том случае, если качество изображений хорошее, планета поднимается достаточно высоко над горизонтом, и атмосферное дрожание не превосходит $1'',0$ при видимом диаметре Марса, превосходящем $15'',0$ [2]. Обработке должно подвергаться не одно изображение, а 5—10 (если планета фотографируется). Если же наблюдения визуальные или фотоэлектрические, то необходимо делать большое число (10—20) наведений или 5—10 сканирований. Из измерений, наилучших снимков или наиболее надежных визуальных и фотоэлектрических наблюдений следует брать средний результат. Кроме того, ввиду малой надежности определения яркости очень близких к краю диска точек следует при наблюдениях

с Земли ограничиваться интервалом ареографических долгот $\lambda = \varepsilon$ $0-60^\circ$ или $0-0,866$ в единицах радиуса диска планеты, считая от его центра.

Чтобы быть уверенным, что в измеряемых местах нет образований с альбедо сильно отличающимся от альбедо окружающего их фона, следует кроме тщательного изучения самих фотографий вести параллельные визуальные наблюдения планеты с достаточно большим увеличением и разрешением. В журнале наблюдений необходимо четко записывать, есть ли на Марсе светлые облачные образования или ободки, окружающие диск, до какого расстояния от края они простираются, какова степень замутненности марсианской атмосферы (четкость видимости деталей), нет ли в каких-либо областях поверхности пыльных бурь, а также, какие области располагаются в центре диска — морские или материковые. Только при таком внимательном отношении к состоянию земной атмосферы и поверхности и атмосферы Марса можно избежать значительных ошибок в определении фактора гладкости. Как велики могут быть ошибки, если пренебречь этими предосторожностями, указано в работах [3, 4].

К преимуществам описанного способа следует отнести то, что в один и тот же физический момент можно определить два значения q , соответствующие восточной и западной полусферам Марса в областях, заключенных между центром диска и ареографическими долготами $\pm\lambda$. Очень важно, что для его применения достаточно иметь лишь относительное распределение яркости на диске, и он дает возможность избежать ошибок, вносимых привязкой к звездам или освещенному Солнцем ортотропному экрану, необходимой при абсолютных определениях.

Недостатком же этого способа является то, что редко удастся получить фотографии Марса в течение того короткого промежутка времени, когда α близко к нулю, изображения достаточно спокойны и качество их настолько хорошее, что распределение яркости в пределах $0-0,866^\circ$ радиуса диска можно считать не искаженным влиянием земной атмосферы. Вследствие этого до настоящего времени имеется очень мало визуальных и фотографических наблюдений Марса в моменты, близкие к противостояниям.

Второй способ. Для вычисления фактора гладкости по второму способу следует воспользоваться формулой

$$m(1,0) = \frac{0,4 m_{\odot} - \log 2 - 2 \log \alpha - \log \rho_0 + 2 \log (q + 2)}{0,4},$$

если распределение яркости на диске планеты при $\alpha=0$ можно представить в виде $\rho = \rho_0 \cos^q i$. Здесь $m(1,0)$ — блеск Марса в красных лучах во время противостояния, $m_{\odot}$ — звездная величина Солнца в тех же лучах спектра, ρ_0 — среднее значение яркостного фактора центра диска планеты в противостоянии.

Преимуществом этого способа является то, что при определении интегрального блеска искажающее влияние земной атмосферы почти отсутствует. Такое влияние атмосферы на яркостный фактор центральной точки диска значительно меньше, чем для точек, более близких к краю, так что при благоприятных атмосферных условиях им можно пренебречь. Однако при определении интегрального блеска Марса используется весь его диск от центра и до самого края, а не зона $0-0,866^\circ$, как было обусловлено раньше. Кроме того, помутнения в атмосфере планеты, наличие светлых ободков, блестящих полярных шапок, а также появление на диске тех или иных светлых и темных деталей значительно изменяет интегральный блеск планеты. Изменения блеска могут достигать $0^m,5$ [3].

Вычисления показывают, что посветления у краев диска Марса, простирающиеся всего на $0,015$ радиуса, считая от его края, вносят ошибку при определении q в 30% , а при распространении ободка до $0,060$ радиуса ошибка доходит уже до 60% . Сильные помутнения в атмосфере Марса вносят приблизительно такие же ошибки.

Изменение яркостного фактора центра диска с $0,275$ до $0,300$ влечет за собой изменение q на 30% .

Кроме всего сказанного, может оказаться недостаточной точность, с которой известна звездная величина Солнца в тех лучах спектра, в которых определена $m(1,0)$ Марса. Поэтому при определении q по второму способу необходимо особенно тщательно следить за помутнениями в атмосфере Марса, а также за светлыми и темными образованиями, появляющимися на его поверхности.

Третий способ определения фактора гладкости заключается в том, что используются фазовые кривые двух сфер с поверхностями различной, но известной шероховатости. Из них составляют третью фазовую кривую, которая возможно лучше представляет фазовую кривую изучаемой планеты, в данном случае Марса. Из такого сравнения находим относительный вклад в интегральный блеск полученной фазовой кривой от обеих сфер с известными шероховатостями. Если две планеты с малым альбедо и поверхностями различной шероховатости имеют одинаковый блеск при $\alpha=0$, то можно считать, что различия в ходе их фазовых кривых являются следствием, если можно так выразиться, только удельной шероховатости их поверхностей, которая может быть заменена отношением площадей различной величины, но с одной и той же шероховатостью. Строя с этим отношением площадей распределение яркости на диске при $\alpha=0$, получаем то, которое должно соответствовать изучаемой планете. Имея это распределение, вычисляем по способу наименьших квадратов фактор гладкости. Вместо фазовой кривой одной из планет сравнения можно взять теоретическую фазовую кривую

закона отражения света гладкой поверхностью, у которой $q=1$, т. е. закона Ламберта. В качестве фазовой кривой другой планеты удобно использовать среднюю лунную, у которой $q=0$, а распределение яркости на диске при $\alpha=0$ в пределах $i=\varepsilon$ $0-60^\circ$ прямолинейно, т. е. $B_i = \text{const}$. Исходя из сказанного для вычисления фактора гладкости поверхности Марса по его фазовой кривой нами был предложен следующий путь [4].

С помощью названных выше фазовых кривых ламбертовской и средней лунной строится средняя кривая, наилучшим образом удовлетворяющая фазовой кривой Марса. Чтобы получить такую среднюю кривую, для каждого значения угла фазы составлялась сумма из двух складываемых значений фазовых функций, умноженных соответственно на величины ΔS_1 и ΔS_2 , каждая из которых изменяется от 0 до 1, а сумма их

$$\Delta S_1 + \Delta S_2 = 1.$$

Таким образом, получаем

$$R = \varphi_1(\alpha) \Delta S_1 + \varphi_2(\alpha) \Delta S_2,$$

где
$$\varphi_1(\alpha) = \frac{\sin \alpha + (\pi - \alpha) \cos \alpha}{\pi},$$

а $\varphi_2(\alpha)$ задана для каждого α численным значением.

Так как блески шаров, отражающих по закону Ламберта и как Луна, считались одинаковыми, то на основании совпадения фазовой кривой Марса с одной из суммарных фазовых кривых можно определить, какая часть поверхности Марса, выраженной в десятих долях, отражает согласно закону Ламберта и какая — по эмпирическому лунному закону.

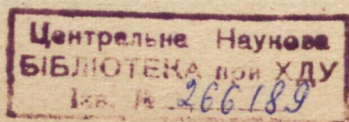
Учитывая, что при равенстве блесков в момент противостояния $\alpha=0$ яркость центра Луны должна составлять $2/3$ яркости центра ламбертовского шара, выведем формулу для нахождения распределения яркости на диске Марса. Обозначим яркость одной десятой части элемента, отражающего как Луна, через B , найдем среднюю яркость всего элемента (при $\alpha=0$) из соотношения

$$B_{\text{средн}} = \frac{2/3 B \Delta S_2 + (1 - \Delta S_2) \cos i}{1 - 1/3 \Delta S_2}.$$

По найденному распределению яркости методом наименьших квадратов вычислим фактор гладкости q . Указанный способ определения q можно применять не только к Марсу, но и к другим планетам.

В табл. 1 мы даем величину

$$R = \varphi_1(\alpha) \Delta S_1 + \varphi_2(\alpha) \Delta S_2.$$



В первом столбце табл. 1 дается угол фазы α , а в остальных — R в звездных величинах для значений ΔS_1 от нуля до единицы.

Таблица 1

ΔS_1 α	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0°	0 ^m ,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
5	0,185	0,165	0,154	0,127	0,109	0,091	0,073	0,055	0,038	0,021	0,004
10	0,335	0,301	0,265	0,231	0,197	0,165	0,133	0,103	0,073	0,044	0,016
20	0,643	0,569	0,500	0,434	0,373	0,314	0,259	0,207	0,156	0,108	0,062
30	0,933	0,821	0,720	0,698	0,543	0,465	0,390	0,321	0,257	0,196	0,138
40	1,198	1,054	0,927	0,814	0,711	0,618	0,531	0,451	0,377	0,307	0,242
50	1,528	1,339	1,149	1,040	0,916	0,805	0,704	0,612	0,527	0,448	0,375
60	1,885	1,648	1,452	1,287	1,142	1,016	0,902	0,799	0,706	0,619	0,539
70	2,215	1,938	1,711	1,532	1,378	1,240	1,119	1,009	0,910	0,819	0,735
80	2,650	2,300	2,041	1,860	1,660	1,520	1,378	1,260	1,154	1,057	0,968
100	3,400	2,998	2,710	2,482	2,294	2,129	1,994	1,870	1,732	1,658	1,566
120	4,200	3,815	3,532	3,310	3,125	2,968	2,830	2,708	2,598	2,498	2,407
140	5,250	4,938	4,690	4,498	4,325	4,185	4,058	3,943	3,855	3,748	3,658
160	—	8,500	7,750	7,225	6,850	6,650	6,425	6,275	6,100	6,000	5,875
180	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Табл. 2 содержит

$$B_{\text{средн}} = \frac{2/3 B \Delta S_2 + (1 - \Delta S_2) \cos i}{1 - 1/3 \Delta S_2},$$

где $B=1$.

В первом столбце дается $i=\varepsilon$, а в остальных $B_{\text{средн}}$ для значений ΔS_2 от 0 до 1.

Таблица 2

ΔS_2 $i=\varepsilon$	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0	1,000	1,000	0,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
10	0,985	0,986	0,987	0,987	0,990	0,991	0,992	0,994	0,996	0,998	1,000
20	0,940	0,944	0,949	0,958	0,959	0,964	0,970	0,977	0,984	0,991	1,000
30	0,866	0,875	0,885	0,896	0,907	0,920	0,938	0,948	0,964	0,981	1,000
40	0,766	0,782	0,799	0,818	0,838	0,860	0,883	0,908	0,936	0,967	1,000
50	0,643	0,668	0,694	0,722	0,758	0,786	0,882	0,860	0,903	0,949	1,000
60	0,500	0,535	0,571	0,611	0,654	0,700	0,750	0,804	0,864	0,930	1,000
q	1,000	0,909	0,817	0,722	0,626	0,529	0,430	0,327	0,220	0,113	0,000

При использовании значительных участков фазовой кривой Марса мы имеем, кроме усреднения по материкам и морям, еще и другое усреднение, зависящее от того, что при различных значениях угла фазы к наблюдателю повернуты различные марсианские меридианы, которые могут проходить через области со

значительно различающейся шероховатостью. Кроме того, в разные моменты, к которым относятся различные части фазовой кривой в атмосфере и на поверхности Марса, могут происходить явления, увеличивающие и уменьшающие его интегральный блеск. Поэтому различные участки фазовой кривой Марса искажаются этими явлениями неодинаково.

Из сказанного выше можно сделать вывод, что фактор гладкости различных участков поверхности Марса, определенный из распределения яркости на диске и способами, в которых используется фазовая кривая, должен быть величиной переменной, зависящей от свойств поверхности и от процессов, совершающихся на поверхности и в атмосфере планеты. Это и является, по-видимому, причиной того, что наблюдения дают неодинаковые значения фактора гладкости.

Учитывая это, мы считаем, что дальнейшие и притом, возможно, более многочисленные и точные наблюдения интегрального блеска Марса и распределения яркости на его диске, сопровождаемые одновременным внимательным визуальным изучением явлений, совершающихся на Марсе в момент наблюдения, крайне необходимы.

При изменении фазового коэффициента на $0^m,0078$, которое уже наблюдалось [4], фактор гладкости изменяется на 40%. Изменение $m(1,0)$ всего на $0^m,16$ влечет за собой изменение фактора гладкости на те же 40%. Такое же изменение получается и при отклонении яркостного фактора центра диска Марса на 16%, когда его значение близко к 0,300.

Можно считать, что наименее уязвимым является первый способ, если наблюдения ведутся при хороших атмосферных условиях на Земле и на Марсе, а также при внимательном изучении посветлений и потемнений на диске планеты.

Все приведенные здесь замечания следует принимать во внимание при фотометрических наблюдениях Марса, так как они избавят наблюдателей от ошибочных выводов.

ЛИТЕРАТУРА

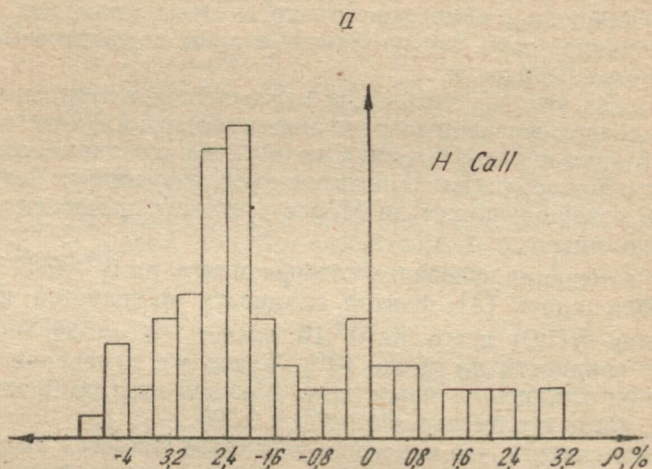
1. Н. Н. Сытинская. Фотометрические исследования планеты Марс. Труды Юбилейной научн. сессии Ленинград. ун-та, М., 1948.
2. Н. П. Барабашов. О методах фотографического фотометрирования планет. Изд-во Харьковск. ун-та, 1966.
3. Н. П. Барабашов. Астр. журн., т. 46, вып. 2, 1969.
4. Н. П. Барабашов. О фазовой кривой Марса и распределении яркости на его диске. Астр. журн., т. 46, вып. 6, 1969.
5. Н. П. Барабашов, Ю. В. Александров, В. И. Гаража. Еще о законе отражения света от твердой поверхности Марса, Вестник ХГУ, № 28, серия астрон., вып. 3, 1967.

Поступила 20 ноября 1969 г.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ЛИНИЯХ Н и К Са II

В. С. Цветкова

В настоящей работе представлены результаты измерения лунной люминесценции методом фотометрии фраунгоферовых линий. Методика получения и обработка наблюдательного материала подробно описаны в [1, 2]. Обработанный материал по Луне состоит из 90 профилей Н Са II и такого же количества профилей К Са II, охватывает 10 значений угла фазы и 22 участ-



ка лунной поверхности, перечисленных в табл. 1. В табл. 2 приведены результаты сравнения профилей линий Н и К Са II лунных деталей с профилями линий Венеры.

При рассмотрении данных табл. 2 прежде всего видим, что при привязке к Венере линии Н и К Са II спектра Луны не обнаруживают люминесценции, существенно превосходящей погрешность ее измерения. Более того, значения эквивалентной люминесценции ρ [2] для линий лунного спектра в большинстве случаев оказываются отрицательными, что говорит о большей глубине линий лунного спектра по сравнению с линиями Венеры.

Оценка погрешности параметра q_2 , согласно приведенному в работе [1] корреляционному эллипсу, означает, что истинные значения параметра $\bar{q}_2$ с вероятностью 0,68, лежат в пределах $\bar{q}_2 - \sigma_{q_2} \leq \bar{q}_2 \leq \bar{q}_2 + \sigma_{q_2}$. Согласно [3, 4], истинные значения q_2 (или ρ) с вероятностью 0,95 будут заключены в интервале, в два раза превосходящем приведенные в табл. 2 значения $q_2(\rho)$.

Для наглядности результаты табл. 2 представлены на рис. 1. Вычисленные значения ρ были разбиты на интервалы шириной 0,4%. По вертикальной оси отложена частота попадания оценок в данный интервал, по горизонтальной — значения ρ .

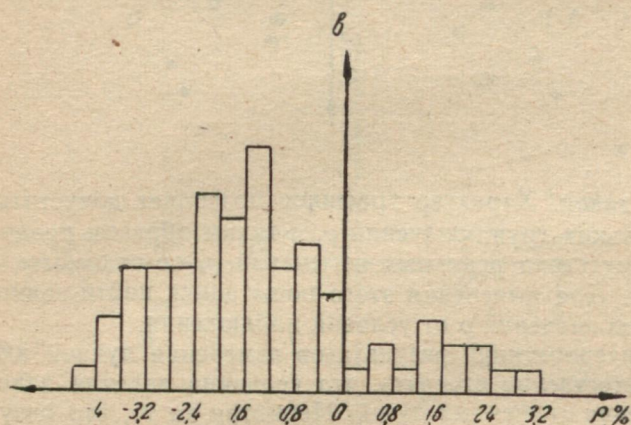
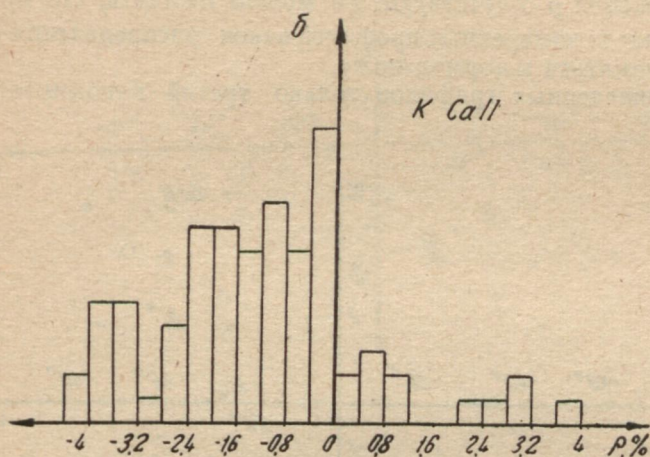
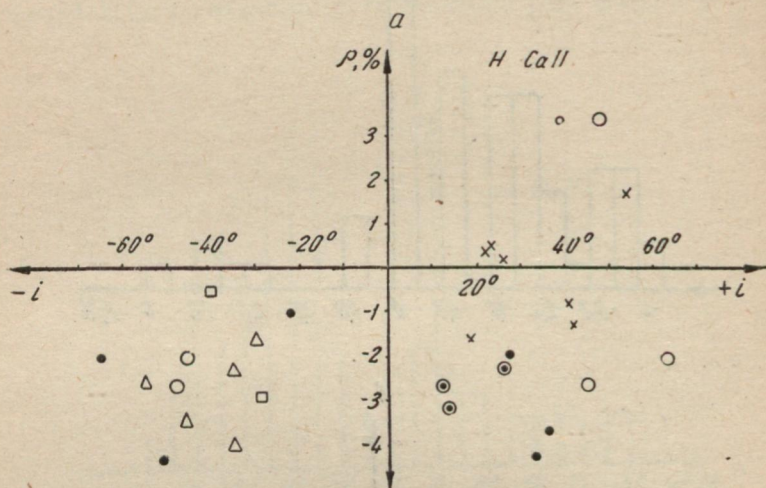


Рис. 1. Распределение измеренных значений эквивалентной люминесценции ρ :
 а — в линии H Ca II; б — в линии K Ca II; в — по измерениям в H и K Ca II.

Данные фотометрии линии H Ca II группируются вблизи значений эквивалентной люминесценции $\rho = -2,0\% \div -2,6\%$, K Ca II — вблизи $-0,8\% \div -2,2\%$, и по обеим линиям — вблизи $-1,2\% \div -2,4\%$ от уровня непрерывного спектра.

Построение таких графиков, в сущности, является попыткой найти закон распределения отклонений измеренных значений ρ от некоторого наиболее вероятного значения ρ . Если измеренные значения вызваны только случайными погрешностями и реальные изменения ρ отсутствуют, то можно ожидать, что при увеличении числа измеренных профилей закон распределения $(\rho - \rho)$ будет стремиться к нормальному.

Из приведенных графиков только третий напоминает нор-



мальный закон. Характер графиков позволяет допустить наличие нескольких групп значений ρ , и таким образом предположение об отсутствии реальных изменений ρ , по-видимому, не выполняется. Для выяснения этого попытаемся найти зависимость измеренных значений ρ от условий наблюдения.

При интерпретации результатов измерения лунной люминесценции естественно ожидать, что величина явления зависит от угла падения солнечных лучей. Несмотря на то, что результаты сравнения спектральных линий Луны с линиями Венеры обнаруживают отсутствие лунной люминесценции в этой спектральной области, мы все же попытались установить наличие или отсутствие корреляции измеренного значения ρ с величиной угла падения солнечных лучей i . Согласно [2], Венера может оказаться объектом, неприемлемым для целей привязки, в частности, наблюдаемое отличие линий ее спектра от линий лунного может быть вызвано люминесценцией ее атмосферы, превышающей люминесценцию лунной поверхности.

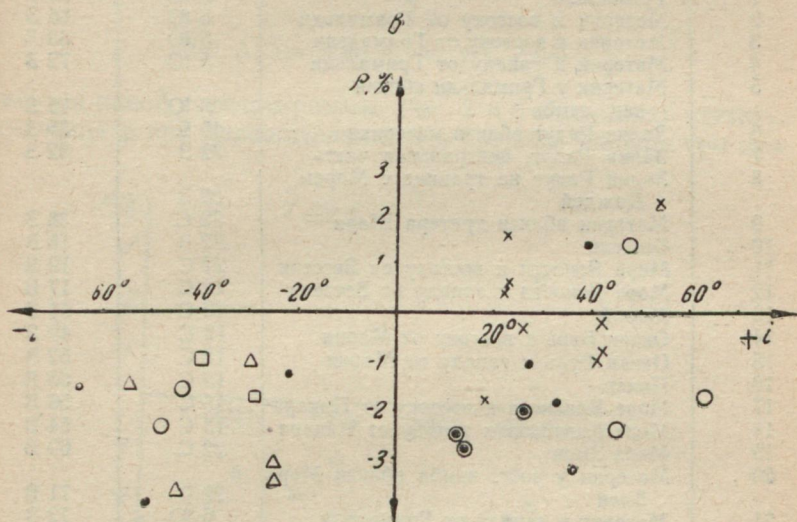
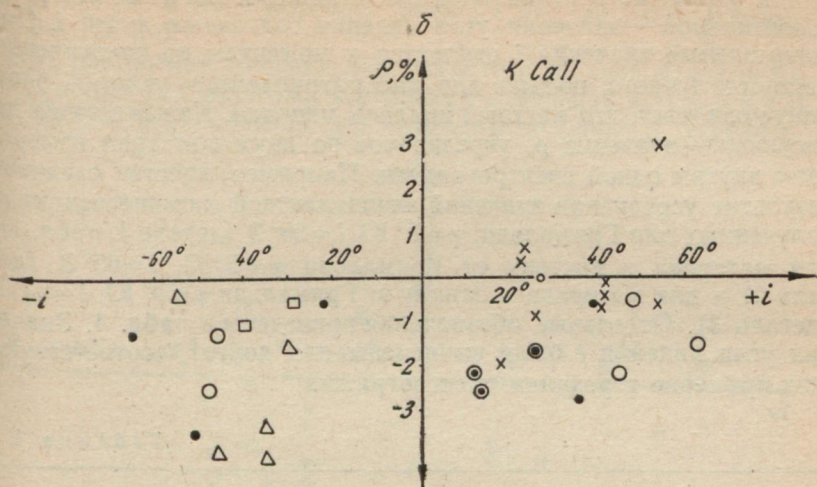


Рис. 2. Зависимость p от угла падения солнечных лучей i :
 а — в линии H Ca II; б — в линии K Ca II; в — по измерениям
 в H и Ca II.

На рис. 2. по вертикальной оси отложены значения ρ , по горизонтальной — значения угла падения солнечных лучей i . Положительные значения i относятся к моментам до наступления местного лунного полдня для рассматриваемого участка, знак минус означает, что местный полдень миновал. Каждая точка на рисунках — значение ρ , усредненное по двум или трем измерениям внутри одной спектрограммы. Например, крестик означает результат усреднения значений эквивалентной люминесценции ρ , полученных для Гримальди, $\varphi=5^\circ$ Ю, $l=68^\circ$ З (деталь 1, табл. 1), для материка к востоку от Гримальди $\varphi=5^\circ$ Ю, $l=65^\circ$ З (деталь 2) и для материка к западу от Гримальди $\varphi=5^\circ$ Ю, $l=63^\circ$ З (деталь 3). Остальные обозначения приведены в табл. 4. Значения угла падения i были вычислены для долгот, соответствующих примерно серединам спектрограмм.

Таблица 1

№ детали	Название участка	φ	l
1	Гримальди	5° Ю	68° З
2	Материк к востоку от Гримальди	5° Ю	65° З
3	Материк к востоку от Гримальди	5° Ю	63° З
4	Материк к западу от Гримальди	5° Ю	72° З
5	Материк у Гримальди вблизи зап. лимба	5° Ю	75° З
6	Залив Радуг вблизи материка	45° С	35° З
7	Залив Радуг, центральная часть	32° З	32° З
8	Залив Радуг на границе с Морем Дожей	32° З	
9	Материк вблизи кратера Шарп	32° С	38° З
10	Бессель	22° З	18° В
11	Море Ясности к востоку от Бесселя	22° С	19° В
12	Море Ясности к западу от Бесселя	22° С	17° В
13	Марий	12° С	51° З
14	Океан Бурь к востоку от Мария	12° С	49° З
15	Океан Бурь к западу от Мария	12° С	52° З
16	Пикар	15° С	55° В
17	Море Кризисов к востоку от Пикара	15° С	56° В
18	Море Кризисов к западу от Пикара	15° С	54° В
19	Море Змеи	22° С	69° В
20	Материк у вост. лимба вблизи Моря Змеи	22° С	71° В
21	Материк к западу от Гримальди	6° Ю	72° З
22	То же	4° Ю	72° З

Отсутствие сколь-нибудь заметной зависимости ρ от угла падения солнечных лучей и большой разброс точек на рис. 2 оправдывают приближенное вычисление i . Сравнение рис. 2 показывает, что результаты по Н и по К Са II принципиальных разли-

чий не имеют, и расположение точек на рис. 2в очень напоминает рис. 2а и б.

При построении графика зависимости ρ от угла фазы α мы ограничились результатами усреднения измерений в Н и К Ca II (рис. 3). По вертикальной оси отложены значения ρ , усреднен-

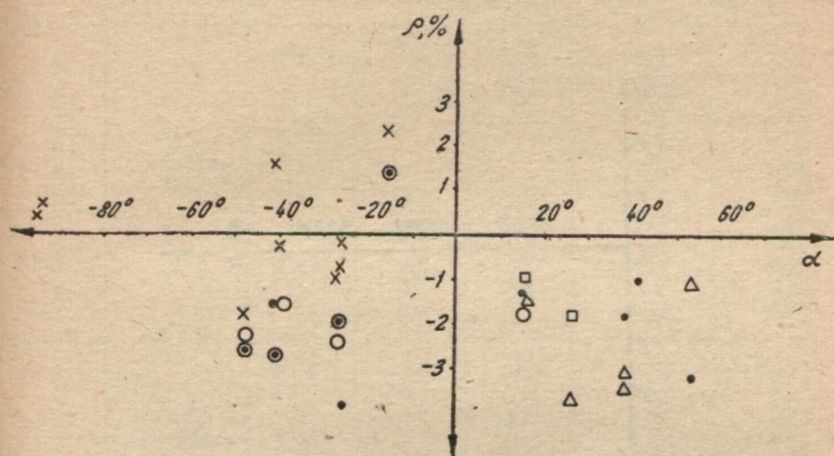
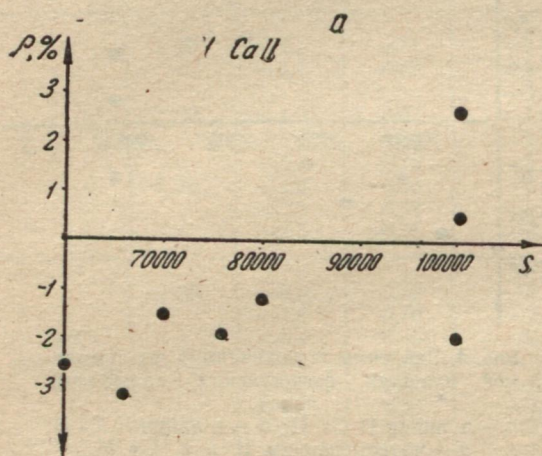


Рис. 3. Зависимость ρ от угла фазы α .

ные внутри одной спектрограммы. Рис. 2 и 3 позволяют считать, что значения ρ при положительных i в среднем больше чем при



отрицательных, а для зависимости ρ от α намечается противоположная картина. Однако до выяснения возможной корреля-

ции с другими условиями наблюдения какие-либо выводы были бы преждевременными.

Мы также пытались установить зависимость величины ρ от площади кальциевых флоккульных полей. Как указывалось выше, профили линий интегрального солнечного спектра должны из-

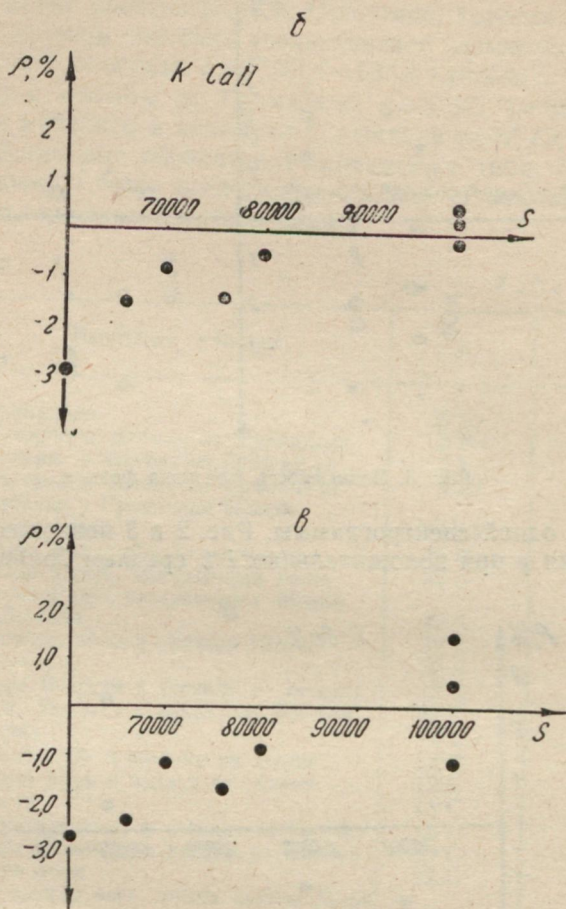


Рис. 4. Зависимость величины ρ от суммарной площади флоккульных кальциевых полей:

а — в линии H Ca II; б — в линии K Ca II;
в — по измерениям H и K Ca II.

меняться в зависимости от уровня солнечной активности. В частности, центральные остаточные интенсивности линий должны увеличиваться с увеличением суммарной площади флоккульных

Таблица 2

№ детали	Дата	Декр. время	Н Са II		К Са II	
			ρ (%)	$\Delta\rho$ (%)	ρ (%)	$\Delta\rho$ (%)
1	1967, сентябрь, 20	3 ^h 12 ^m	1,0	0,48	2,2	0,54
2			2,4	0,83	3,8	0,64
4			1,6	0,45	3,1	0,46
1		3 36			0,9	1,20
2					-1,0	0,80
4					-1,6	0,97
6		4 12	2,9	0,72	-0,7	0,69
6			3,2	0,82	-0,5	0,59
8			4,1	0,66	-0,5	0,70
10		4 42	4,3	0,79	-0,8	0,84
12			3,5	0,50	-0,2	0,55
11			2,4	0,68	-0,8	0,75
1	1967, сентябрь, 21	2 11	-2,0	0,63	-1,2	0,72
5			+0,3	0,71	+0,2	0,92
2			+0,8	0,79	+0,7	0,75
1		2 37	-2,1	0,66	-2,4	0,77
2		2 37	-1,4	0,91	+1,1	0,85
4			-0,3	0,70	-0,2	0,73
1		4 25	-2,7	0,63	-1,3	0,66
2			0,0			
			-0,4	0,70	-0,4	0,46
4			-0,8	0,69	-0,3	0,64
10		1 25	-4,1	0,71	-3,8	0,71
12			-4,8	0,57	-3,2	0,45
11					-3,7	0,86
9		3 20	-1,3	0,61	-1,0	0,61
6			-3,2	0,46	-3,5	1,80
7			-3,6	0,76	-2,1	0,69
13		3 56	-2,0	0,55	-1,4	0,59
15			-2,5	0,52	-1,5	0,53
14			-2,5	0,56	-2,2	0,65
1	1967, сентябрь, 23	2 30	-2,6	0,58	-3,8	0,45
2			-1,6	0,70	-2,1	0,66
4			-0,7	0,44	-0,1	1,91
9		3 50	-2,3	0,60	-1,7	0,66
6			-2,6	0,55	-2,7	0,79
8			-3,1	0,54	-2,3	0,76
15		2 57	-2,4	0,54	-2,2	0,42
14			-3,1	0,67	-2,3	0,84

№ детали	Дата	Декр. время	H CaII		K CaII	
			ρ (%)	$\Delta\rho$ (%)	ρ (%)	$\Delta\rho$ (%)
20	1967, октябрь 14—15	0 ^h 10 ^m	—2,0	0,66	—3,9	0,69
19			—2,7	0,51	—4,3	0,83
19			—2,4	0,56		
12		22 44	—4,3	0,57	+0,6	0,73
19		22 15	+2,5	1,84	—3,2	0,66
20			—4,1	0,70	—3,6	1,02
16	1967, октябрь, 16	0 30	—3,0	0,71	0,0	0,62
18			—2,6	0,60	—0,2	0,53
17			—3,2	0,76	—1,7	0,77
19		1 12	—3,5	0,55	—4,0	0,64
19	1967, октябрь, 16—17	22 57	—2,6	0,78	—0,4	0,74
17		1 11	—1,0	0,74	—1,1	0,77
18			—0,8	0,74		
10		0 32	—2,1	0,82	—0,9	0,74
12			+1,4	2,39	—0,6	0,60
11			—2,1	0,75	—0,4	0,82
9		23 57	—2,3	0,51	+0,8	2,17
6			—2,5	1,62	—1,8	0,85
7			—1,5	0,71	—1,0	0,73
8			—2,1	0,82	—1,8	0,86
1	1967, октябрь, 22	2 26	—0,2	1,00	—0,2	0,60
4			+0,4	0,78	—1,6	0,69
5			+0,5	0,71	—0,9	0,67
1		5 25	—0,1	0,92	—0,1	0,94
4			+1,9	0,66	+2,5	0,77
5			+2,0	0,57	+3,3	0,67
15		3 45	—3,2	0,71	—2,9	0,70
13			—3,3	0,76	—2,3	0,75
14			—3,0	0,72	—2,5	0,99
12			—2,0	0,52	—1,1	0,53
10	1967, октябрь, 22	3 00	—2,3	0,72	—1,5	0,69
11			—1,7	0,68	—1,2	0,71
9			—2,1	0,33	—0,2	0,57
6			—1,6	0,56	—1,9	0,77
8			—2,2	0,70	—1,9	0,88

№ детали	Дата	Декр. время	H Ca II		K Ca II	
			ρ (%)	$\Delta\rho$ (%)	ρ (%)	$\Delta\rho$ (%)
19	1968, февраль, 9	21 ^h 46 ^m	-2,8	0,75	-0,3	0,65
20			-0,5	3,32	-1,2	0,89
11		20 30	-3,1	0,81	-3,3	0,76
10			-4,2	0,66	-3,5	0,87
12			-3,7	0,61	-2,6	0,59
					-2,3	0,42
11	1968, февраль, 10	23 47	-2,4	0,75	-0,1	1,07
10			-1,9	0,67	-0,2	0,82
12			-1,7	0,75	+0,4	0,61
1	1969, сентябрь, 4	2 00	0,8	0,85	0,4	0,91
4			0,5	0,67	0,8	0,82
5			0,1	0,82	1,0	0,77
4		3 27	0,2	0,75	0,2	0,64
21			0,6	0,78	0,3	0,97
22			0,1	0,79	0,8	0,65

полей и их интенсивности. Если наблюдаемые колебания эквивалентной люминесценции в линиях лунного спектра являются отражением изменений интегральных солнечных линий, то логично ожидать определенной корреляции между измеренными значениями ρ и площадью флоккульных кальциевых полей. Данные о флоккульных площадях были взяты из сводок отдела службы Солнца Харьковской астрономической обсерватории. Площади отдельных флоккулов были просуммированы с весами, пропорциональными их интенсивностям, согласно [2]. На рис. 4 по горизонтальной оси отложены значения S , по вертикальной — значения ρ , усредненные внутри соответствующей даты.

Несмотря на малое количество точек (значения S были известны не для всех дат наблюдений), можно утверждать, что существует тенденция к увеличению ρ с ростом площади флоккульных полей. В этой связи интересно отметить, что точки, лежащие на рис. 2 и 3 в верхней полуплоскости, соответствуют датам, когда площади флоккульных полей достигали максимальных (для данной серии наблюдений) значений. Исключив эти точки из рис. 2 и 3, мы получили бы полное отсутствие зависимости ρ от угла падения i и угла фазы α . Это можно видеть также и на рис. 5, на котором по вертикальной оси отложены значения ρ , усредненные внутри каждой даты, а по горизонтальной — соответствующие значения угла фазы α .

Рассмотрим вопрос о влиянии на величину эквивалентного замытия различных фотографических эффектов, например, эффекта Эбергарда и фотографической иррадиации. Как известно, наличие этих эффектов должно вносить систематическую погрешность в процесс сравнения спектральных линий с различной плотностью почернения фотослоя. Однако реально эти эффекты

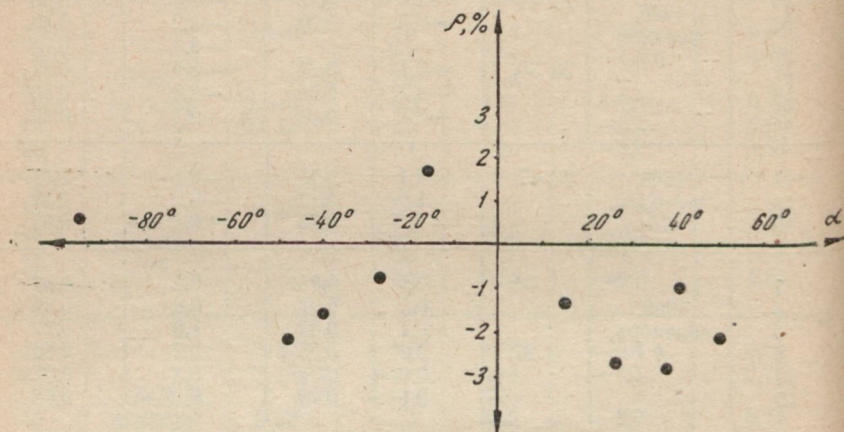


Рис. 5. Зависимость p , усредненного внутри даты, от угла фазы α .

начинают ощутимо сказываться лишь при значительной разнице в плотностях сравниваемых линий. Кроме того, согласно [5], для спектральных линий, имеющих всегда нерезкие контуры, эффект Эбергарда не наблюдается и, таким образом, остается лишь влияние эффекта фотографической иррадиации.

При отборе наблюдательного материала, подлежащего обработке, исключались негативы со слишком высокой и слишком низкой плотностью непрерывного спектра. Однако все же полностью избежать различия плотностей сравниваемых негативов не удалось, поэтому проверялось влияние плотности фотослоя на результат фотометрии спектральных линий. Именно с этой целью спектрограммы дневного неба были получены в интервале экспозиций от $2^m.5$ до 9^m , каждая со своей характеристической кривой. В табл. 3 приведены результаты сравнения профиля К Са II каждой из указанных спектрограмм с профилем одной из них, полученной с экспозицией 3^m ($D = \lg \frac{\Phi}{x}$ — плотность почернения участка, соседнего с линией непрерывного спектра).

Из табл. 3 видно, что в сравнительно большом диапазоне плотностей зависимость p от плотности отсутствует, начиная проявляться при значениях плотности почернения, превосходя-

Таблица 3

Экспозиция	D	q_1	q_2	σ_0	σ_{q_2}	ρ	$\Delta\rho$
$2^m,5$	0,95	1,106	-0,157	0,170	0,066	-1,3%	0,54%
2,5	0,75	1,103	-0,193	0,159	0,062	-1,6	0,53
3,5	0,80	1,140	+0,070	0,197	0,076	+0,6	0,66
4	1,02	1,411	+0,183	0,194	0,075	+1,1	0,45
5	1,13	1,570	-0,097	0,117	0,045	-0,6	0,49
6	1,15	1,573	-0,208	0,977	0,379	-1,1	1,21
7	1,23	1,894	+0,764	0,321	0,125	+3,3	0,56
7	1,23	1,857	+0,792	0,324	0,126	+3,5	0,60
8	1,26	1,974	+0,953	0,355	0,138	+3,0	0,68
9	1,29	2,061	+1,207	0,409	0,159	+4,7	0,54

щих 1,20. По этой причине данные работы [2] по профилям линий дневного неба ограничены интервалом экспозиций $2^m,5-6^m$, внутри которого влияние плотности почернения фотослоя на оценки ρ отсутствует. Следует отметить, что разница между значениями плотности почернения лунных спектрограмм и спектрограмм Венеры обычно не превосходит 0,2.

Значения углов падения i и высот Луны над горизонтом h для соответствующих участков и моментов наблюдения приведены в табл. 4. При вычислениях значений i оптическая либрация Луны учитывалась.

Сравним результаты измерения люминесценции в линиях [2] настоящей работы с результатами, полученными другими исследователями (см. сводную таблицу 5). Значения ρ и $\Delta\rho$ в каждой названной работе оценены путем усреднения по всему материалу работы для каждого из объектов.

В работе [2] показано, насколько велико значение корректности выбора опорной спектрограммы при исследовании люминесценции в линиях. В то же время в имеющихся по этому вопросу работах, как указано в [2], иногда невозможно найти какие-либо указания на способ получения опорных спектрограмм. Весьма характерна в этом смысле выполненная на чрезвычайно высоком техническом уровне работа Грейнджера [6], в которой сказано только, что были получены «истинные солнечные спектры сравнения». Если имелись в виду спектры центра диска Солнца, то согласие результатов Грейнджера с результатами настоящей работы, как видно из сводной таблицы, следует признать хорошим.

Сравнение с результатами Скарфа [8] несколько затруднено, так как наблюдения производились им в других спектральных участках. Заметная, хотя и переменная люминесценция зарегистрирована Скарфом лишь вблизи $5450 \text{ \AA}$ (величина ρ колеблется в пределах 0—30% уровня непрерывного спектра), в осталь-

Таблица 4

Дата	Название детали, время	$\rho_{H\text{ Ca II}}$	$\rho_{K\text{ Ca II}}$	ρ_{H+K}	i	α	h	Обозн. на рис. 9-12
1967, сен- тябрь, 20	Гримальди 3 ^h 12 ^m +18 ^m " 3 36 +30 Залив Радуг 4 12 +25 Море Ясности 4 42 +30	+1,7% +3,4 +3,4	+3,0% -0,6 -0,6	+2,3% +1,4 +1,4	42°,1 53,8 47,6 38,9	-15°,8 -16,0 -16,2 -16,5	36°,5 33,5 29,5 25,5	× × ○ ×
1967, сен- тябрь, 21	Гримальди 2 11 +20 " 2 37 +34 " 4 25 +20 Залив Радуг 3 20 +29 Море Ясности 1 25 +38 Океан Бурь 3 56 +29	-0,3 -1,3 -0,8 -2,7 -4,4 -2,3	-0,1 -0,5 -0,7 -2,2 -3,6 -1,7	-0,2 -0,8 -1,0 -2,4 -3,9 -2,0	42,4 42,3 41,3 45,3 -51,2 +26,1	-26,2 -26,4 -27,1 -26,7 -25,9 -26,9	48,0 47,0 38,0 44,0 48,0 40,0	× × × × · ⊙
1967, сен- тябрь, 23	Гримальди 2 30 +25 Залив Радуг 3 50 +37 Океан Бурь 2 57 +44	-1,6 -2,7 -2,7	-2,0 -2,6 -2,2	-1,8 -2,4 -2,5	+18,5 -48,1 +12,1	-47,9 -48,5 -48,1	56,0 56,5 57,0	× ⊙ ⊙
1967, ок- тябрь, 14-15	Море Ясности 22 24 +35 Вост. лимб 0 10 +22	-4,3 -2,3	+0,6 -4,1	-1,8 -3,1	+32,9 -35,3	+38,1 +37,6	27,0 22,5	· Δ
1967, ок- тябрь, 16	Море Кризисов 0 30 +38 Вост. лимб 1 12 +27	-2,9 -3,5	-0,6 -4,0	-1,8 -3,7	-28,8 -45,8	+26,2 +25,8	28,5 25,5	□ Δ
1967, ок- тябрь, 16-17	Море Кризисов 1 11 +35 Залив радуг 23 57 +35 Море Ясности 0 32 +35 Вост. лимб 22 57 +22	-0,5 -2,1 -1,0 -2,6	-1,1 -1,5 -0,6 -0,4	-1,0 -1,7 -1,3 -1,5	-39,9 +63,1 -22,0 -55,4	+14,8 +15,5 +15,2 +15,7	34,0 39,0 37,0 40,0	□ ○ · Δ
1967, ок- тябрь, 22	Гримальди 2 26 +20 Залив Радуг 3 00 +34 Океан Бурь 3 45 +34 Море Ясности 4 30 +49 Гримальди 5 25 +20	+0,2 -2,0 -3,2 -2,0 -0,9	-0,9 -1,3 -2,6 -1,3 +1,9	-0,3 -1,6 -2,8 -1,6 +1,6	+26,0 -46,3 +13,5 -65,0 +23,4	-39,9 -40,1 -40,6 -40,0 -41,2	64,5 64,0 61,5 56,0 50,5	× × ⊙ · ×

Дата	Название детали, время	$\rho_{\text{H Ca II}}$	$\rho_{\text{K Ca II}}$	$\rho_{\text{H+K}}$	i	α	h	Обозн. на рис. 9—12
1968, фев- раль, 9	Море Ясности 20 30 +55 Вост. лимб 21 46 +40	-3,7 % -1,6	-2,8 % -1,6	-3,2 % -1,1	+36°,4 -30,5	+53°,1 +52,7	67° 5 64,5	· △
1968, фев- раль, 10	Море Ясности 23 00 +47	-2,0	0,0	-1,0	+26,6	+40,6	62,0	·
1969, сен- тябрь, 4	Гримальди 2 00 +1 Гримальди 3 27 +1	+0,5 +0,4	0,7 0,4	+0,6 +0,4	+23,0 +22,3	94,6 94,9	67,0 60,0	× ×

ных же участках ρ не превышает 2%. Интересно отметить, что в этой работе привязка осуществлялась к спектру магниевого экрана, освещенного прямыми солнечными лучами. К сожалению, в работе отсутствуют данные, позволяющие рассчитать размеры участка экрана, вырезаемые щелью спектрографа, и таким образом оценить влияние эффектов частичной когерентности.

Аналогичный способ привязки применялся и в работе [13]. Измерения в H и K Ca II не производились, оценки же величины люминесценции в фиолетовой части спектра (4300 Å) колеблются от 3 до 10% уровня непрерывного спектра. Обе работы выполнены фотографически.

Интересно отметить удовлетворительное согласие результатов фотометрии линий H и K Ca II планет, полученных в настоящей работе, с результатами [11]. В этой работе обнаружены изменения центральных остаточных интенсивностей указанных линий в спектрах Марса и Юпитера, соответствующие значениям ρ для Марса 3—10% и для Юпитера 6—9% от уровня непрерывного спектра. В то же время оценки ρ для лунных профилей расходятся с нашими, достигая 30% (см. табл. 5). Опорными линиями служили линии спектра центра диска Солнца. Спектрограммы получены фотографическим методом.

Таблица 5

Название объекта	Объект сравнения	Автор	H Ca II		K Ca II	
			ρ	$\Delta\rho$	ρ	$\Delta\rho$
Венера	Солнце	Цветкова	5,6%	1,8%	5,0%	1,9%
Юпитер	Солнце	Spinrad [11]	4,0	1,9	5,1	1,1
	"		9		6	
Марс	"	"	3,3		10	
Небо	Луна	Цветкова	2,4	0,8	2,8	1,1
		Grainger, Ring [7]	7,2	0,6		
	Солнце	Wildey [9]			3,3	2,0
		Spinrad [11]	0		0	
	Экран	Ноксон, Гуди [14]	другой участок спектра 1—3			
Луна	Солнце	Цветкова	4,1	1,6	3,7	1,4
	Венера	Цветкова	—1,4	1,6	—1,1	1,4
	Солнце	Grainger [6]	2—10			
		Spinrad [11]	30		20	
		Козырев [12]				
	"Средняя" Луна	Wildey [9]				2
		Mc. Cord [10]		2		

В то время как в указанной работе в линиях дневного неба никаких аномалий не обнаружено, в работе [9] (фотоэлектрическое сканирование линии K Ca II) отмечена повышенная по сравнению с Луной центральная остаточная интенсивность K Ca II. Это заставляет автора признать непригодность использования спектров неба в качестве стандартных и дает ему основание считать, что дневное небо отличается большей по сравнению с Луной интенсивностью люминесценции. Результаты, полученные Уайлди, хорошо согласуются с результатами настоящей работы. Удовлетворительно согласуются с нашими результатами, как указывалось в [2], и оценки ρ для дневного неба, принадлежащие Грейнджеру и Рингу [7], а также результаты спектрополяриметрических измерений Ноксона и Гуди [14].

Особенно интересно сравнение результатов настоящей работы с измерениями «дифференциальной» люминесценции на Луне [9, 10]. Уайлди и Мак-Корд не приводят соображений, исходя из которых они отказались от привязки лунных спектров к спек-

тру какого-либо стандартного объекта, ограничившись привязкой индивидуальных наблюдений к некоторой «средней» Луне. Уайлди производил наблюдение линии К Са II, Мак-Корд — фотоэлектрическое сканирование обеих линий, Н и К Са II. Было обнаружено, что «дифференциальная» люминесценция на Луне в районе указанных линий не превосходит 5%, причем статистически значимые величины отклонений от «средней Луны» лежат в пределах 2%. Сравнивая указанные величины со значением Δr для Луны, найденными в настоящей работе (см. табл. 5), убеждаемся в почти полном совпадении всех трех результатов.

Характерно, что большинство авторов [6, 9, 11, 13], занимающихся исследованием лунной люминесценции в спектральных линиях, отмечают быстрые флуктуации величины центральной остаточной интенсивности, которые невозможно связать ни с углом фазы, ни с положением на диске, ни с условиями освещения, ни, наконец, с уровнем солнечной активности. Следует, однако, отметить, что при попытках связать величину явления с солнечной активностью в качестве критерия уровня солнечной активности использовались отличные от примененных в данной работе величины. В частности, наиболее распространенным критерием является значение индекса геомагнитной активности, наличие или отсутствие вспышки на видимом диске Солнца и ее балл и т. д. Применение таких критериев оправдано в случае измерения лунной люминесценции всеми методами, за исключением метода глубины линий. В последнем случае при попытке установления корреляции величины люминесценции с солнечной активностью необходимо прежде всего исключить различия профилей линий, вызванные изменениями суммарной площади соответствующих флюктуальных полей, и лишь после этого можно приступить к выявлению зависимости ρ от иных видов проявления солнечной активности, способных влиять на энергию люминесценции.

Таким образом, методика обработки, примененная в данной работе, приносит результаты, хорошо согласующиеся с результатами последних, выполненных на наиболее высоком техническом уровне работ по исследованию люминесценции в линиях. Необходимо отметить, что именно благодаря применению такой методики, несмотря на сравнительно низкую точность определения интенсивностей фотографическим методом в оценке параметра q_2 , а следовательно, и величины ρ , была достигнута точность, сравнимая с точностью современных фотоэлектрических измерений этой величины.

Соображения, приведенные в [2], и результаты [2] показывают, что, строго говоря, в распоряжении наблюдателя нет объектов, которые бы по всем характеристикам подходили для использования их в данной задаче в качестве опорных. Задаче измерения люминесценции в линиях должна предшествовать задача прецизионного изучения структуры фраунгоферовых линий

соответствующих объектов, связанной с физическими процессами, определяющими истинную форму линий, и с условиями эксперимента (наполнение оптики спектрографа, степень когерентности освещения входной щели, расфокусировка изображения и т. д.).

Кратко резюмируя основные выводы экспериментальной части данной работы и [2], можно сделать выводы:

1. Профили линий Н и К Са II исследованных участков лунной поверхности чрезвычайно мало отличаются от профилей линий Венеры — объекта, выбранного в данной работе в качестве опорного. Величина эквивалентной люминесценции ρ профилей линий лунных спектров при привязке к Венере составляет в среднем 1,4% для Н и 1,1% для К Са II.

2. Фраунгоферовы линии Венеры и Юпитера обнаруживают отличия от линий спектра участка Солнца, соответствующие величине ρ около 5% для Венеры и 4—5% для Юпитера. Частично эти отличия можно объяснить разницей в формах спектральных линий участков Солнца и линий спектра интегрального Солнца. Не исключена также возможность флуоресценции планетных атмосфер.

3. Спектральные линии дневного неба отличаются от линий спектров Луны и планет. В терминах эквивалентной люминесценции указанное отличие при привязке к лунным линиям составляет около 2,5% от уровня непрерывного спектра. Такое поведение фраунгоферовых линий дневного неба может быть обусловлено тремя факторами: процессами некогерентного рассеяния, молекулярным свечением атмосферы и флуоресценцией атмосферных аэрозолей. Теоретические оценки эффектов некогерентного рассеяния в чистых газах не позволяют ожидать заметной величины явления [15], молекулярная же флуоресценция атмосферы слишком слаба по сравнению с яркостью дневного неба, поэтому остается предположение об аэрозольной флуоресценции (Ноксон и Гуди [14]). Возможно также, что наблюдаемое поведение линий дневного неба может быть вызвано и процессами некогерентного рассеяния в аэрозолях. Этими же причинами может объясняться и поведение спектральных линий планет.

4. В данной работе в линиях Н и К Са II не обнаружена люминесценция лунной поверхности, существенно превосходящая погрешность эксперимента (1,5%). Такой результат, в силу сказанного в пунктах 2) и 3) настоящих выводов, не исключает возможность люминесценции лунной поверхности, он также может быть просто следствием того, что для исследованных лунных участков в данной области спектра люминесцентные полосы чрезвычайно слабы или вообще отсутствуют.

Некоторое различие результатов настоящей работы и [1] вызвано тем, что в данной работе лунные спектрограммы сравни-

вались со спектрограммами «средней» Венеры, а в [1] привязка осуществлялась к единичной спектрограмме Венеры.

Возвращаясь к результатам фотометрии линий Н и К Венеры, Юпитера и дневного неба, следует отметить, что в структуре фраунгоферовых линий этих объектов может содержаться некоторая информация о физических свойствах планетных атмосфер, в частности, например, о соотношении между аэрозольной и газовой компонентами. Поэтому исследование фраунгоферовых линий спектров планет может представить самостоятельный интерес.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Цветкова. Вестник ХГУ, серия astron., вып. 4. Изд-во Харьковск. ун-та, 1969.
2. В. С. Цветкова. (См. статью в настоящем сборнике).
3. Ю. В. Линник. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений. Физматгиз, 1958.
4. Д. Худсон. Статистика для физиков. Изд-во «Мир», 1967.
5. И. И. Брейдо. Труды комиссии по научной фотографии и кинематографии, т. 1, 1951.
6. J. F. Grainger. Astron. Contrib. Univ. Manchester, s. 3, 404, 1963.
7. J. F. Grainger, J. Ring. Nature, 193, p. 762, 1962.
8. C. D. Scarfe, M. N. Roy. Astr. Soc., v. 130, 1, 1965.
9. R. Wildey. Publs Astron. Soc. Pacific, v. 76, 449, 1964.
10. T. McCord. Journ. Geophys. Res., v. 72, 8, 1967.
11. H. Spinrad. Icarus, 3, 56, 1964.
12. Н. А. Козырев. Известия КрАО, т. 16, 1956.
13. J. Dubois. Rozpr. Ceskosl. Akad. Ved, 6, 69, 1959.
14. Дж. Ноксон, Р. Гуди. Физика атмосферы и океана, т. 1, 3, 1965.
15. И. Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света, Изд-во «Наука», 1965.

ВЫБОР ОПОРНОГО ОБЪЕКТА В ЗАДАЧЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КОНТУРАХ ФРАУНГОФЕРОВЫХ ЛИНИЙ

В. С. Цветкова

Задача измерения люминесценции в контурах фраунгоферовых линий, как известно, сводится к сравнению профилей линий исследуемого объекта с линиями объекта, принятого в качестве опорного. Наиболее естественный и строгий путь такого сравнения — применение метода максимального правдоподобия. Методика обработки профилей линий подробно описана в [1]. В настоящей работе рассмотрена возможность использования в качестве опорных фраунгоферовых линий центра диска Солнца, планет дневного неба и освещенного Солнцем экрана.

1. ПРОБЛЕМА ПОЛУЧЕНИЯ ОПОРНОГО ПРОФИЛЯ

При анализе результатов измерения люминесценции, полученных методом фотометрии фраунгоферовых линий, например, [4—8], нельзя не обратить внимания на разногласия в оценках и на различия в способах получения опорных спектров. К сожалению, в некоторых работах либо вообще не указан способ получения опорных спектрограмм, либо отсутствуют необходимые подробности, в то время как для задачи измерения люминесценции в линиях вопрос корректности получения опорных спектрограмм приобретает особенно важное значение. Причина заключается в нечувствительности применяемых методов к характеру искажения исследуемой линии относительно опорной, будь то изменение инструментального контура или перераспределение энергии в линии в силу каких-то физических причин, или, наконец, заполнение линии добавочным излучением (люминесценция). Относительно классического метода «глубины линий» подобный факт был констатирован Грейнджером и Рингом [2], которые отметили, в частности, что изменение глубины линий люминесценцией не отличается от изменения ее в результате воздействия иного инструментального контура.

Не свободен от этого недостатка и метод обработки, описанный в работе [1], и причина заключается в том, что результат уже предопределен самой постановкой задачи. Действительно, когда решается задача отыскания дополнительного излучения в линиях, для которого вводится параметр q_2 , постоянный в пределах линии, то любые изменения формы линии будут выражены в терминах такой «эквивалентной» постоянной добавки. Задача отделения искажения формы линии от люминесценции внутри одного эксперимента в общем виде принципиально разрешима, но чрезвычайно сложна. Решение задачи измерения люминесценции при наличии взаимных искажений форм сравниваемых линий несколько облегчается, когда из каких-либо соображений известен характер искажения. При отсутствии таких априорных сведений единственным выходом является отыскание такого объекта сравнения, о котором заранее можно сказать, что линии его спектра отличаются от исследуемых только на величину дополнительного излучения. Именно по этой причине вопрос отыскания опорного объекта в задаче измерения люминесценции требует чрезвычайно внимательного подхода.

Приведем список, ограничивающий круг объектов, которые можно было бы использовать в качестве эталонных для задачи измерения люминесценции в линиях:

- 1) центр диска Солнца;
- 2) экран, освещенный Солнцем;
- 3) планеты;
- 4) дневное небо.

Каждый из названных эталонов, обладая какими-то преимуществами по сравнению с другими, имеет, однако, свои недостатки.

При попытке привязки к спектру центра диска Солнца экспериментатор сталкивается с необходимостью либо ослабить поток на несколько порядков, либо иметь прибор с огромным динамическим диапазоном. По вполне понятным причинам пользоваться для ослабления потока от Солнца поглощающими светофильтрами практически невозможно, любое же диафрагмирование телескопа должно изменить инструментальный контур спектрографа.

В частности, применение диафрагмы с несколькими малыми отверстиями должно привести к значительному изменению степени когерентности освещения щели спектрографа. Однако, если даже каким-то образом удалось вполне корректно получить спектрограмму участка Солнца, проблему привязки нельзя считать решенной. Известно [3], что форма линий спокойных областей Солнца отличается от формы линий активных областей, в частности, центральная остаточная интенсивность линий активных областей может в два и более раза превосходить таковую спокойных областей. Луна освещается интегральным солнечным светом, фраунгоферовы линии которого представляют результат усреднения профилей от различных частей диска Солнца, т. е. в профиль линии интегрального Солнца должны входить профили невозмущенных и активных областей Солнца, причем последние с весами, пропорциональными их относительной площади и интенсивности. Кроме того, центральные остаточные интенсивности и эквивалентные ширины фраунгоферовых линий изменяются от центра диска к краю, что также обуславливает отличие спектральных линий участка Солнца от линий интегрального Солнца.

Эти соображения заставляют некоторых авторов осуществлять привязку к экрану, освещенному Солнцем [4, 8]. При этом обычно изображение экрана проектируется на щель спектрографа с помощью дополнительной оптики. При работе с достаточно крупными инструментами обойтись без такой оптики чрезвычайно трудно, если не невозможно, по причинам чисто технического характера. В настоящей работе пришлось отказаться от такой схемы привязки, когда экран, помещенный на двадцатиметровой башне на расстоянии 700 м от телескопа, проектируется на щель спектрографа с помощью рабочей оптики самого телескопа (70-см главное зеркало и 10-см кассегреновское, обеспечивающие фокусное расстояние 28 м). В этом случае пределы фокусировки, предусмотренные для данного телескопа, оказались недостаточными, и, кроме того, при наведении на экран телескоп пришлось наклонить почти на уровень горизонта, что не всегда безопасно для достаточно крупных инструментов.

Поэтому в данной работе и в некоторых других [4, 8] экран проектировался на щель с помощью оптики, обеспечивающей нормальное наполнение спектрографа.

Однако при таком способе получения интегрального спектра Солнца могут оказаться весьма существенными эффекты, связанные с частичной когерентностью освещения экрана. Известно [11], что степень когерентности колебаний, пришедших в точку наблюдения P от точечных источников S_1 и S_2 , характеризуется корреляционной функцией комплексных амплитуд $a_1(t)$ и $a_2(t)$:

$$\gamma_{12} = \frac{a_1(t + \tau)a_2^*(t)}{\sqrt{I_2 I_2}},$$

где $I_1 = \overline{a_1 a_1^*}$ и $I_2 = \overline{a_2 a_2^*}$ — интенсивности, создаваемые в точке P источниками S_1 и S_2 . Согласно теореме Ван-Циттерта-Цернике [11], степень когерентности колебаний γ_{12} в точках наблюдения P_1 и P_2 при освещении протяженным источником S , расположенным на некотором расстоянии от плоскости наблюдения, выражается подобно амплитуде в дифракционной картинке, обусловленной границами источника:

$$\gamma_{12} = \frac{1}{\sqrt{I_1 I_2}} \int_S I(S) \frac{\exp[ik(r_2 - r_1)]}{r_1 r_2} dS,$$

где I_1 и I_2 — интенсивности в точках P_1 и P_2 , $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; r_1 и r_2 — расстояния до этих точек от источника (точка P_2 — в центре указанной дифракционной картины); $I(S)$ — распределение интенсивностей по источнику. Для кругового некогерентного равномерно светящегося источника изменения степени когерентности в зависимости от расстояния между точками описывается выражением

$$|\gamma_{12}| = \left| \frac{2J_1(z)}{z} \right|,$$

где $J_1(z)$ — функция Бесселя первого порядка; z — координата в плоскости наблюдения; $z = \frac{2\pi}{\lambda} \xi X$ (ξ — угловой размер источника, X — расстояние между точками P_1 и P_2). График зависимости $|\gamma_{12}|$ от z приведен на рис. 1.

Функция $|\gamma_{12}|$ первый раз обращается в нуль при $z = 3,83$, т. е. при $X_{\text{нк}} = \frac{1,22\lambda}{2\xi}$. Если степень когерентности лежит между 1 и 0,88, X должно удовлетворять соотношению

$$X_{\text{ког}} \leq \frac{0,31\lambda}{\xi}.$$

Для Солнца ($\xi = 30'$) при $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ $X_{\text{нк}} = 0,03 \text{ мм}$.

Следовательно, в случае освещения экрана прямыми солнечными лучами характерный размер пространственной когерентности составляет около 0,06 мм. Известно, что при освещении частично когерентным светом на экране должна возникнуть интерференционная картинка: интерферируют колебания, рассеянные отдельными неоднородностями. Характерные размеры интерференционной картины и ее контрастность в каждой длине волны определяются степенью временной и пространственной когерентности падающего излучения и типичными размерами микронеровностей.

Щель спектрографа вырезает из этой интерференционной картинки узкую полосу в интегральном свете, и на фотопластинке должна регистрироваться последовательность монохроматических изображений этой полосы, сдвигаемых вдоль дисперсии. Следовательно, спектрограмма будет испещрена чередующимися темными и светлыми пятнами, контрастность которых при прочих равных условиях будет падать при увеличении размеров вырезаемого щелью спектрографа участка экрана. Очевидно, что интерференционная картина на спектрограмме практически исчезнет для размеров щели на экране, существенно превосходящих $X_{\text{нк}} = 0,06$ мм.

Для демонстрации описанного эффекта использовалась такая оптическая схема, при которой щель спектрографа вырезала на экране участок шириной 0,05 мм. Экран и спектрограф располагались в темном помещении, освещение экрана осуществлялось с помощью целостатной установки. К сожалению, по техническим причинам оказалось невозможным привести отпечатки спектрограмм, на которых указанный эффект виден совершенно отчетливо.

На первый взгляд может показаться, что влияние указанного эффекта легко устранить, отодвигая экран по возможности далеко от инструмента (увеличивая размеры участка экрана, вырезаемые щелью). При этом можно добиться значительного снижения контрастности описанной картины и уменьшения размеров пятен в направлении, перпендикулярном к дисперсии. В действительности дело обстоит несколько сложнее. Легко ви-

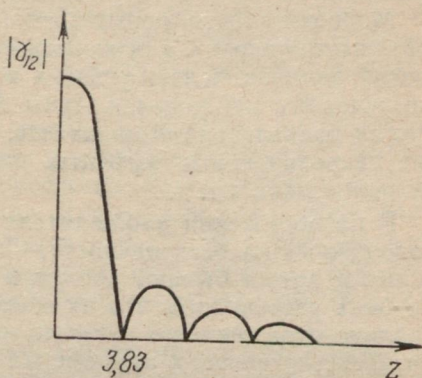


Рис. 1. Изменение степени когерентности в плоскости наблюдения при освещении круговым некогерентным равномерно светящимся источником.

дет, что описанный эффект должен привести к беспорядочному искажению контура линии, к его произвольным флуктуациям, которые можно сравнить с увеличением шума эксперимента. Можно добиться, например, того, что характерные размеры пятен окажутся ниже предела разрешающей способности фотопластины, но на качестве прецизионных фотоэлектрических наблюдений эффект, бесспорно, будет продолжать отражаться весьма губительно.

Можно, наконец, попытаться с помощью эквивалентной оптики «унести» экран на бесконечно большое расстояние, что по замыслу должно сделать условия наблюдения экрана аналогичными условиям наблюдения Луны. Однако и в этом случае потребуются предельная осторожность, так как могут возникнуть другие непредвиденные эффекты, например изменение условий освещения щели и т. д.

В распоряжении наблюдателя есть естественные экраны, расположенные на бесконечности, — планеты. Но, во-первых, они не в любое время бывают доступны наблюдениям, во-вторых, нельзя быть уверенными, что их спектральные линии являются нейтрально отраженными линиями интегрального солнечного спектра. Действительно, в атмосферах планет могут происходить процессы, приводящие к перераспределению энергии в линии, например, процессы некогерентного рассеяния. Как будет показано ниже, нельзя также отвергать возможность флуоресценции планетных атмосфер. Но если даже планеты являются идеальными нейтральными отражателями, имеется еще один момент, ограничивающий возможность привязки к ним: профили линий интегрального Солнца могут претерпевать изменения в зависимости от уровня солнечной активности. Действительно, как указывалось выше, определенная часть поверхности Солнца покрыта флоккулами различной интенсивности, причем общая площадь флоккулов и их интенсивность значительно изменяются во времени, оказывая тем самым влияние на профили линий интегрального спектра Солнца. В частности, анализ флоккулярной активности Солнца показывает, что флуктуации центральной остаточной интенсивности линий H и K Ca II интегрального Солнца, вызванные изменениями суммарной площади флоккулярных полей, согласно [12], могут достигать 40%. В работе [13] предложен индекс солнечной активности, характеризующий общую интенсивность флоккулярного излучения:

$$S = \sum_m S_m \cdot \frac{I_m}{I_{\text{хр}}}, \quad (1)$$

где S_m — видимая площадь флоккула, выраженная в миллионных долях солнечного диска; I_m — яркость флоккула; $I_{\text{хр}}$ — яркость невозмущенной хромосферы вблизи флоккула. В дальней-

шем этот индекс будет использован нами при анализе результатов фотометрии линий Н и К Са II.

Все сказанное выше о возможности использования спектров планет для целей привязки в равной мере относится к спектру дневного неба с той лишь разницей, что в случае неба появляется еще один неблагоприятный момент: для инструментов, работающих при больших фокусных расстояниях, небо, строго говоря, не является бесконечно удаленным объектом, будучи к тому же протяженным по глубине. Однако это обстоятельство не носит принципиального характера, так как надлежащим выбором апертуры питающей оптики его легко можно сделать несущественным.

Значительно более важным является тот факт, что некоторые наблюдения [9, 7, 14], а также результаты настоящей работы говорят о заметном отличии профилей линий дневного неба от профилей линий участков Солнца, Луны и планет в сторону большей центральной остаточной интенсивности. В отмеченных работах это объясняется флуоресценцией либо молекул, либо аэрозолей нашей атмосферы под действием коротковолновой радиации Солнца.

Таким образом, при решении задачи измерения лунной люминесценции в линиях в распоряжении наблюдателя, строго говоря, нет объектов, полностью отвечающих требованиям, предъявляемым данной задачей к характеру эталонного источника.

2. ТЕХНИКА ОБРАБОТКИ НАБЛЮДАТЕЛЬНОГО МАТЕРИАЛА

В наши задачи входила отработка оптимальных методов исследования люминесценции в контурах фраунгоферовых линий и получение с такой методикой некоторых количественных результатов на примере фотометрии линий Н и К Са II.

Это, во-первых, потребовало исследования различных способов привязки и, с другой стороны, ограничило класс объектов лунной поверхности, выбранных для наблюдений.

Действительно, задача отработки методики требует прежде всего исключения объектов, в которых когда-либо замечались явления интенсивного переменного свечения, отнесенные согласно классификации [15] к явлениям первого типа. Наиболее пригодны для этой цели объекты, в которых согласно оценкам [4—10] либо замечаются явления третьего типа [15], либо вовсе не обнаружено дополнительного излучения. Наконец, как указано в [1], на выбор объектов повлияли также наблюдения, проведенные автором совместно с Л. А. Акимовым в июле 1967 г. [16]. Описанная постановка задачи обусловила и тот факт, что мы не стремились исследовать максимально возможное число лунных участков, ограничившись повторяющимися наблюдениями указанных областей.

Спектрограммы обрабатывались на микрофотометре МФ-4. Сигнал с фотоумножителя попадал на балансный катодный повторитель и затем регистрировался на диаграммной ленте потенциометра ЭПП-09 М. Специальные исследования неравномер-

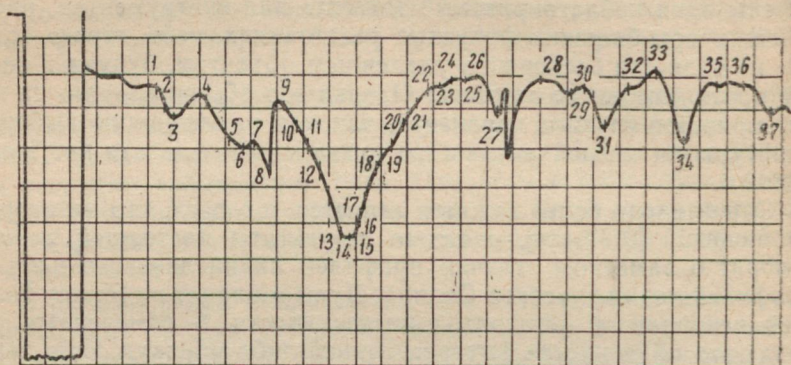


Рис. 2. Образец записи распределения плотности почернения в линии Н Ca II.

ности движения каретки микрофотометра обнаружили необходимость замены мотора и редуктора, осуществляющих в МФ-4

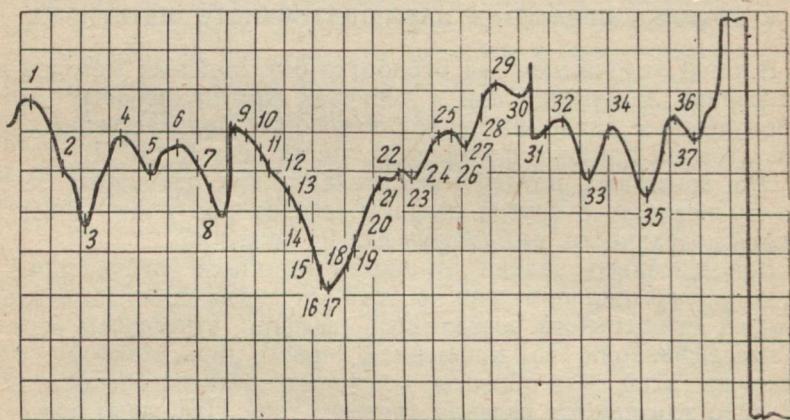


Рис. 3. Образец записи распределения плотности почернения в линии К Ca II.

передвижение каретки синхронным мотором с необходимой скоростью вращения.

Ширина измерительной щели составляла $0,4 \text{ \AA}$ при высоте около $15''$. Характерный вид записей линий Н и К Ca II с указа-

нием расположения точек измерения приведен на рис. 2 и 3 (число точек измерений $n=37$ для каждого профиля).

Дальнейшая обработка материала (перевод отсчетов на диаграммной ленте в интенсивности), вычисление параметров и их погрешностей производились на ЭЦВМ «Промінь» Главной Астрономической обсерватории АН УССР. При этом оказалось удобным для построения характеристических кривых пользоваться методом, описанным в [22]. Вместо обычных плотностей почернения $D = \lg \frac{\Phi}{x}$ вводится $D' = \lg \left(\frac{\Phi}{x} - 1 \right)$, где x — отсчет для почернения, Φ — для фона. В координатах D' и $\lg I$ характеристическая кривая превращается в прямую на очень большом протяжении. Точнее, такую кривую можно с достаточно хорошим приближением представить в виде полинома второй степени с очень малым коэффициентом при квадратичном члене:

$$\lg I = a \left[\lg \left(\frac{\Phi}{x} - 1 \right) \right]^2 + b \lg \left(\frac{\Phi}{x} - 1 \right) + c.$$

Коэффициенты a , b и c находятся для измерений отсчетов девяти ступенек шкалы по методу наименьших квадратов, и для дальнейшей обработки профилей характеристическая кривая каждой измеряемой линии задается найденными коэффициентами a , b и c .

В табл. 1 приведены некоторые наиболее характерные значения этих коэффициентов, а на рис. 4 представлен вид характеристических кривых в координатах D' и $\lg I$. Сплошная кривая соответствует вычисленным коэффициентам a , b и c , точки — измеренные значения D' .

Таблица 1

a	b	c	Δ^2
0,031	0,597	0,404	0,010
0,024	0,567	0,440	0,010
0,075	0,594	0,293	0,008
0,001	0,611	0,700	0,018
0,039	0,562	0,211	0,013
0,064	0,572	0,541	0,009
0,045	0,594	0,741	0,017
0,008	0,667	0,631	0,009

В последнем столбце таблицы Δ^2 означает средний квадрат уклонений точек измерения от вычисленной кривой в единицах $\lg I$.

Оценка погрешности построения характеристической кривой для каждой спектрограммы позволила отобразить наиболее качественный с этой точки зрения материал. Спектрограммы, для

которых погрешность Δ^2 превышала 0,02, исключались из обработки.

Не подвергались также обработке спектрограммы, на которых вблизи исследуемых линий были заметны какие-либо дефекты фотослоя. Не обрабатывались негативы с повышенной плотностью вуали. Всего было получено около 110 спектрограмм

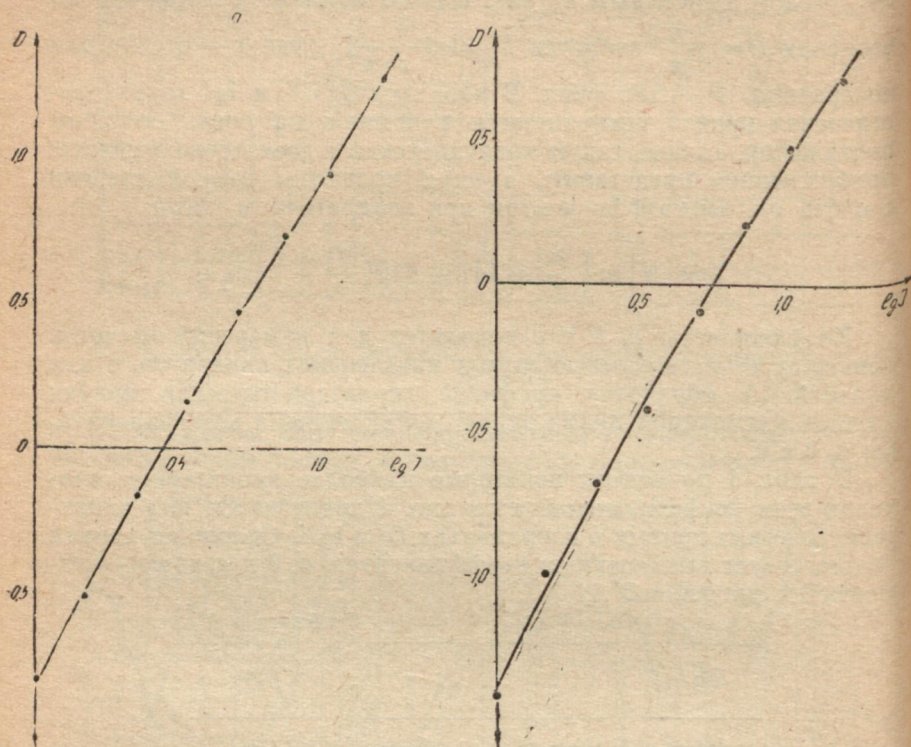


Рис. 4. Характеристическая кривая в координатах D' и $\lg I$:
 а — $a=0,024$, $b=0,567$, $c=0,440$, $\Delta^2=0,010$; б — $a=0,045$, $b=0,594$, $c=0,741$,
 $\Delta^2=0,017$.

Луны, 40 спектрограмм Солнца, 21 — Венеры, 6 — Юпитера и 17 — дневного неба. Из них обработке подверглись 32 спектрограммы Луны, 6 — Венеры, 2 — Юпитера, 11 — Солнца и 10 — дневного неба.

Значительная высота щели ($80''$) позволяла производить для одной спектрограммы 2—4 разреза вдоль дисперсии (исключение составляли спектрограммы Венеры, ограниченные по высоте видимым угловым диаметром планеты; видимый диаметр Юпитера позволял делать 2—3 разреза на спектрограмме). Резуль-

даты измерений в линиях спектров лунных деталей приведены в нашей статье, помещенной в данном сборнике.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ В ПРОФИЛЯХ ЛИНИЙ ОПОРНЫХ ОБЪЕКТОВ

Из полученных 21 спектрограммы Венеры, как было указано выше, было отобрано шесть наиболее качественных. Они использовались для нахождения некоторого усредненного профиля, для H и K Ca II в отдельности, являющегося среднеарифметическим из шести:

$$I_i^0 = \frac{1}{6} \left[\frac{I_i^I}{\sum_{i=1}^n I_i^I} + \frac{I_i^{II}}{\sum_{i=1}^n I_i^{II}} + \dots + \frac{I_i^{VI}}{\sum_{i=1}^n I_i^{VI}} \right], \quad (1)$$

где индекс i по-прежнему означает номер точек измерения на профиле, римские цифры — номер усредняемой спектрограммы, I_i^0 — значения интенсивности в точках среднего контура.

Усредненные таким образом профили линий Венеры при обработке всего материала были опорными. Выбор спектрограмм Венеры в качестве опорных продиктован необходимостью использовать для целей привязки находящийся на бесконечности объект, освещенный интегральным светом Солнца.

Постоянная добавка q_2 , обусловленная люминесценцией, определялась из следующего выражения [1]:

$$q_2 = \frac{\sum_{i=1}^n I_i \sum_{i=1}^n (I_i^0)^2 - \sum_{i=1}^n I_i I_i^0 \sum_{i=1}^n I_i^0}{n \sum_{i=1}^n (I_i^0)^2 - \left(\sum_{i=1}^n I_i^0 \right)^2} \quad (2)$$

с погрешностью σ_{q_2} :

$$\sigma_{q_2} = \frac{\sigma_0 \sum_{i=1}^n I_i^0}{\sqrt{n} \sqrt{n \sum_{i=1}^n (I_i^0)^2 - \left(\sum_{i=1}^n I_i^0 \right)^2}}, \quad (3)$$

где σ_0^2 — дисперсия измерения интенсивности,

$$\sigma_0^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (I_i - q_1 I_i^0 - q_2)^2}{n}. \quad (4)$$

Относительная люминесценция ρ , выраженная в процентах от уровня непрерывного спектра вблизи $3954 \text{ \AA}$, $\bar{I}$, есть $\rho = \frac{q_2}{\bar{I}}$ с абсолютной погрешностью $\Delta\rho$, определяющейся из выражения

$$\Delta\rho = \frac{\sigma_{q_2}}{\bar{I}} + \frac{q_2 \sigma_0}{\bar{I}^2}. \quad (5)$$

Спектрограммы Солнца были получены при двух различных способах ослабления потока. В одном случае, 26 октября 1967 г. перед телескопом помещалась диафрагма с несколькими небольшими отверстиями. Такой эксперимент имел целью проверку влияния диафрагмирования на профиль спектральной линии.

В другом случае, 7 октября 1967 г. и 22 января 1968 г. поток ослаблялся с помощью специально изготовленного светофильтра (в вакууме на стекло БС-11 наносился слой алюминия такой толщины, чтобы коэффициент пропускания был около 1%). Такой светофильтр помещался на расстоянии около 30 см от фокальной плоскости телескопа. Размеры фильтра и его расстояние от фокальной плоскости выбирались с таким расчетом, чтобы не происходило виньетирования. И наконец, с описанным светофильтром было получено несколько спектрограмм Солнца при небольшой расфокусировке изображения.

В табл. 2 приведены результаты привязки линий Н и К Са II Солнца, Юпитера и дневного неба к усредненным линиям Венеры, вычисленные согласно формулам (2) — (5) значения ρ и $\Delta\rho$. О невозможности в рамках данной методики отличить люминесценцию от какого-либо искажения формы линии уже говорилось. Поэтому в дальнейшем везде вместо термина «люминесценция» будем пользоваться выражением «эквивалентная люминесценция», обращаясь к первому термину лишь в тех случаях, когда есть уверенность в том, что наблюдаемое изменение линий вызвано именно люминесценцией.

Обращаясь к результатам по Солнцу, мы видим, что, во-первых, эквивалентная люминесценция почти всех солнечных профилей (за исключением одного) оказывается существенно ниже эквивалентной люминесценции линий Венеры (величина ρ везде отрицательна). Во-вторых, результаты 22 января 1968 г. и 26 октября 1967 г. обнаруживают значительный разброс, который можно, по-видимому, объяснить тем, что различные спектрограммы соответствуют участкам Солнца с различной степенью активности. Эти два момента находятся в качественном согласии с приведенными в п. 1 соображениями о непригодности спектрограмм участков Солнца для целей привязки.

Относительно малый разброс результатов 7 октября 1968 г. можно объяснить либо тем, что при расфокусировке происходит своего рода усреднение по полю зрения телескопа, либо тем, что

Объект, дата, время	Н Са II		К Са II		Объект, дата, время	Н Са II		К Са II	
	ρ (%)	$\Delta\rho$ (%)	ρ (%)	$\Delta\rho$ (%)		ρ (%)	$\Delta\rho$ (%)	ρ (%)	$\Delta\rho$ (%)
Небо, 26.X 1967, 14 ^h 10 ^m , эксп. 2 ^m , 5	+0,2	0,53	+1,0	0,62	Солнце 7. X 1968, 16 ^h 18 ^m , эксп. 10 ^s	-6,3	0,59		
"	+0,0	0,80	+1,3	0,68		-7,5	0,80	-6,7	0,68
14 ^h 13 ^m , эксп. 3 ^m			+3,2	0,67	16 ^h 21 ^m , эксп. 20 ^s	-6,0	0,74	-5,9	0,63
14 ^h 17 ^m , эксп. 3 ^m , 5	+1,9	0,66	+3,9	0,62	16 ^h 23 ^m , эксп. 25 ^s	-8,8	0,67	-7,6	0,83
14 ^h 22 ^m , эксп. 4 ^m	+2,6	0,68	+4,1	0,70	Солнце 22.I 1969, 12 ^h 41 ^m , эксп. 10 ^s	+3,8	0,96	+4,0	1,12
14 ^h 27 ^m , эксп. 5 ^m	+1,0	0,64	+3,4	0,61	12 ^h 39 ^m , эксп. 15 ^s	-1,3	0,80	-1,6	0,71
14 ^h 34 ^m , эксп. 6 ^m	+0,5	2,23	+2,1	1,04	"	-0,6	0,72	-1,2	0,64
Юпитер, 9—10.II 1968, 23 ^h 25 ^m +1 ^h 30 ^m					12 ^h 37 ^m , эксп. 20 ^s	-6,3	0,91	-5,5	0,81
Экваториальная зона	-3,5	1,01	-1,0	0,94	Солнце 26.X 1967, 14 ^h 05 ^m , эксп. 2 ^s	-8,1	0,91	-9,0	0,51
Ю. полярная зона	-2,2	0,97	+0,5	0,79	эксп. 4 ^s	-3,9	0,72	-2,6	0,52
С. полярная зона	-3,9	0,90	-2,4	1,05	эксп. 2 ^s	-7,3	0,93	-5,4	0,90
Юпитер 11.II 1968, 0 ^h 06 ^m +1 ^h 46 ^m									
Экваториальная зона	-0,8	0,59	+0,4	0,72					
Ю. полярная зона	+2,1	2,14	+1,9	0,94					

наблюдавшийся 7 октября участок Солнца был сравнительно однородным. Довольно большой разброс результатов внутри даты 26 октября не позволил проверить влияние диафрагмирования на оценку величины эквивалентной люминесценции.

Профили линий Юпитера при сравнении их с линиями «средней» Венеры также характеризуются меньшей величиной ρ и обнаруживают разброс, превосходящий ту величину, которую можно было бы ожидать из оценок погрешностей.

Линии дневного неба при сравнении с линиями Венеры обнаруживают эквивалентную люминесценцию около 2—3% со значительно меньшим, чем для Юпитера, разбросом. Следует отметить, что спектрограммы неба были получены в одну дату в течение одного часа. Если флуктуации величины ρ для одного и того же объекта действительно обусловлены изменениями во времени линий интегрального солнечного спектра, тогда малый разброс оценок для неба становится понятным, так как вероятность существенного изменения профиля линии интегрального Солнца за время порядка одного часа невелика. На результатах измерений в профилях линий дневного неба необходимо остановиться отдельно.

В 1962 г. вышла работа Грейнджера и Ринга [7], в которой сообщалось об обнаружении аномально большой центральной остаточной интенсивности линии H Ca II дневного неба. Целью работы было измерение люминесценции лунной поверхности. Авторы предполагали использовать линии дневного неба в качестве опорных, так как, по их словам, «по очевидным причинам нельзя было навести телескоп непосредственно на Солнце».

Им были известны наблюдения [17, 18], обнаружившие эмиссию сумеречного неба в H и K Ca II. Несмотря на то, что по оценкам [17, 18] интенсивность свечения в этих линиях чрезвычайно низка (линия 3933 Å может достигать в зените 150 релей, т. е. $1,5 \cdot 10^8$ фот/см² сек), Грейнджер и Ринг предприняли сканирование центральных участков H и K Ca II дневного неба при разрешении около 0,17 Å с целью заметить эмиссионные компоненты. Результат оказался отрицательным, что заставило Грейнджера и Ринга приписать аномальное поведение линий спектра дневного неба его флуоресценции. Согласно их оценкам, эквивалентная люминесценция линий неба по отношению к линиям лунного спектра (по их терминологии — флуоресценция) достигает 10%.

К аналогичным результатам несколько иным путем пришли Ноксон и Гуди [14], которые проводили наблюдения фраунгоферовых линий дневного неба с помощью двухканального поляризационного спектрометра. Их результаты заставляют предполагать существование слабо поляризованной эмиссии, плавно изменяющейся с длиной волны и составляющей от 1% до 3%

интенсивности непрерывного спектра. Авторы считают, что молекулярная эмиссия нашей атмосферы слаба по сравнению с яркостью дневного неба, чтобы объяснить наблюдаемую величину дополнительного излучения, и полагают, что эмиссия может быть вызвана аэрозольной флуоресценцией под действием коротковолновой радиации Солнца.

Если наблюдаемое поведение линий неба объясняется именно этим процессом, нет оснований отвергать и возможность аэрозольной флуоресценции в атмосферах других планет солнечной системы. Как видно из данных табл. 2, линии спектров Венеры и Юпитера при сравнении их с солнечными качественно обнаруживают именно такое поведение, которое и следует ожидать в случае флуоресценции их атмосфер, хотя величина ρ для этих объектов меньше, чем в случае земной атмосферы. Интересно отметить, что увеличение центральных остаточных интенсивностей линий H и K Ca II в спектрах планет по сравнению с линиями солнечного спектра было отмечено также Спинрадтом [19]. Отличие линий исследованных им планет, Марса и Юпитера, от линий спектра центра диска Солнца соответствует величине эквивалентной люминесценции 3—10% уровня непрерывного спектра, что удовлетворительно согласуется с результатами настоящей работы. Однако следует иметь в виду, что наблюдаемое отличие профилей линий спектров планет от солнечных спектральных линий качественно может быть объяснено, как указывается в п. 1, отличием формы фраунгоферовых линий участка Солнца от линий спектра полного Солнца. Частично различия спектральных линий планет и участков Солнца, безусловно, должны вызываться именно этим эффектом, но, кроме того, возможно еще и влияние флуоресценции планетных атмосфер.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Цветкова. Вестник ХГУ, серия astron., вып. 4. Изд-во Харьковского ун-та, 1969.
2. J. F. Grainger, J. Ring. Phys. and Astronomy Moon, New York—London. Acad. Press, 1962.
3. М. Вальдмайер. Результаты и проблемы исследования Солнца. Изд-во иностр. лит., 1950.
4. J. Dubois. Rozpr. Ceskosl. Akad. Ved. 69, 6, 1959.
5. Н. А. Козырев. Известия КрАО, т. 16, 1956.
6. J. F. Grainger. Astron. Contrib. Univ. Manchester, s. 3, 404, 1963.
7. J. F. Grainger. J. Ring. Nature, 193, 1962.
8. C. D. Scarfe, M. N. Roy. Astr. Soc., v. 76, 1, 1965.
9. R. Wildey. Publ. Astron. Soc., Pacific, 449, 1964.
10. T. Mccord. Journ. Geophys. Res., v. 72, 8, 1967.
11. М. Франсон, С. Сланский. Когерентность в оптике. «Наука», 1967.
12. N. R. Sheeley. Astrophys. Journ., v 147, 3, 1967.
13. Н. П. Дятел, И. Л. Белкина, Р. М. Чиркова. Проблемы космической физики, вып. 3, 1968.
14. Д. Ж. Ноксон, Р. Гуди. Ж. «Физика атмосферы и океана», т. 1, 3, 1965.

15. M. Sidran. Trans N. Y. Acad. Sci., v. 19, 4, 1967.
16. В. С. Цветкова, Л. А. Акимов. Труды симпозиума по физике Луны и планет, Киев, 1968.
17. J. F. Vallance Jones. Nature, 178, 276, 1956.
18. M. Dufay. Ann. Astrophysic, 14, 391, 1958.
19. H. Spinrad. Icarus, 3, 5—6, 1964.
20. В. К. Прокофьев. Фотографические методы количественного спектрального анализа, ч. II. Гостехиздат, 1951.

О ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ АТМОСФЕРЫ ЮПИТЕРА

М. Ф. Ходячих

Для интерпретации спектрофотометрических и фотометрических наблюдений Юпитера важно знать вертикальную структуру атмосферы планеты. Отсутствие таких данных приводит к тому, что различные авторы делают те или иные предположения о строении атмосферы и определяют ее параметры. Наиболее простой и теоретически хорошо разработанной является модель полубесконечной однородной атмосферы. Попытаемся найти ее параметры: λ — вероятность выживания кванта и x_1 и x_2 — коэффициенты в разложении индикатрисы по полиномам Лежандра. Для этого мы провели расчеты по формуле, полученной в [2] на основании точных асимптотических формул В. В. Соболева [3]:

$$\rho(\eta) = \rho_0(\eta) - V \sqrt{\frac{1-\lambda}{3-x_1}} \left[\frac{H^0(\eta)}{\alpha_1^0} \right]^2, \quad (1)$$

где $\eta = \cos i = \cos \varepsilon$ ($\alpha = 0$), $H^0(\eta)$ — функция Chandrasekara при чистом рассеянии, α_1^0 — момент первого порядка этой функции, $\rho_0(\eta)$ — коэффициент яркости среды в случае чистого рассеяния. На x_1 и x_2 накладывалась связь, полученная В. В. Аврамчуком [2]. Используя таблицы [4], мы вычислили $\rho(1)$ и $\frac{\rho(0,6)}{\rho(1)}$ для различных значений λ и x_1 .

Средние для разных противостояний значения коэффициента яркости центрального участка экваториальной зоны в красных лучах ($\lambda_{\text{эф}} = 620-660 \text{ нм}$) приведены ниже:

1953—54 гг.	0,860	[5]
1965—66 гг.	0,835	[6, 7]
1966—67 гг.	0,834	[7]
1968—69 гг.	0,813	[8]
1963—65 гг.	0,826	

Коэффициент яркости для периода 1963—65 гг. вычислен по среднему значению геометрического альбедо по фотоэлектрическим наблюдениям [9] в предположении ортотропной отражающей поверхности.

Обширные измерения, проведенные на Харьковской астрономической обсерватории, показывают, что среднее значение $\frac{\rho(0,6)}{\rho(1)}$ за многие годы для той же области спектра равно 0,56 [1]. Итак, для определения параметров модели можно использовать следующие значения: $\rho(1) = 0,81 \div 0,86$ и $\frac{\rho(0,6)}{\rho(1)} = 0,56$. Соответствующая им область значений λ и x_1 показана на рис. 1 (область А).

Для сравнения приведены доверительные области, найденные по относительному распределению яркости по диску планеты Ю. В. Александровым (В) в [10] и по среднему ходу по диску остаточной интенсивности в центре полосы поглощения метана 6190 Å (С) в работе В. В. Аврамчука [2]. При построении областей А и С использовались одни и те же формулы. Область В построена Ю. В. Александровым по полученным им формулам, сравнение которых с точной теорией показало хорошее согласие. Если рассматриваемая модель атмосферы близка к физической реальности, то наиболее точными ее параметрами следует считать λ и x_1 , найденные по абсолютному распределению яркости по диску планеты (область А). В этом случае $x_1 < 1$. При

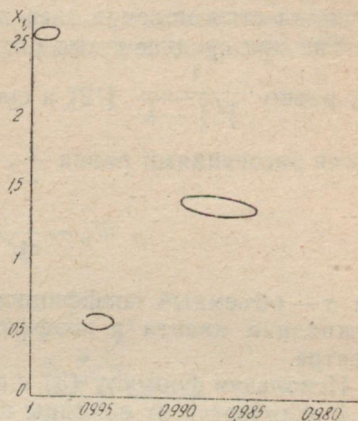


Рис. 1. Области значений λ и x_1 , найденные: по абсолютному распределению яркости по диску Юпитера (А); по относительному распределению яркости по диску (В) [10]; по среднему ходу остаточной интенсивности в центре полосы поглощения CH_4 6190 Å (С) [2].

$x_1 < 1$ связи, наложенные на коэффициенты x_1 и x_2 в [2] и [10] практически совпадают и следовало бы ожидать хотя бы удовлетворительного соответствия областей А, В и С. Отметим также, что различия в В и С качественно не согласуются с различием в связях при $x_1 > 1$, использованных в [2] и [10].

По-видимому, несоответствие параметров, найденных различными методами, обусловлено неточностью представления вертикальной структуры атмосферы Юпитера однослойной моделью.

Определенные трудности возникают также при интерпретации наблюдаемых изменений на видимой поверхности Юпитера. В [14] показано, что кратковременные колебания фактора активности не могут быть согласованы с изменением количества

темного вещества на планете. Не находит четкой интерпретации и тесная корреляция эквивалентных ширин полосы поглощения CH_4 6190 Å W_p в светлых и темных поясах планеты [11]. Эквивалентные ширины W_p изменяются в широких пределах. Уравнения регрессии с достаточной степенью точности можно представить в виде

$$W_p^t = W_p^c \quad (2)$$

Поглощение в полосе, далекой от насыщения, пропорционально количеству молекул газа на пути, проходимом квантами света. Так как среднее число рассеяний квантов, выходящих из среды, равно $\frac{1}{\sqrt{1-\lambda}}$ [12], а средняя длина пробега кванта между двумя рассеяниями равна $\frac{1}{\sigma}$,

$$W_p \sim \frac{1}{\sigma\sqrt{1-\lambda}} = \frac{1}{\sqrt{\lambda\sigma\chi}}, \quad (3)$$

где σ — объемный коэффициент рассеяния; λ и χ — вероятность выживания кванта и коэффициент поглощения в непрерывном спектре.

Используя формулу (3) и соотношение (2), и так как величина λ отличается от единицы всего на несколько тысячных, получим

$$\sigma_t \chi_t \approx \sigma_c \chi_c \quad \text{или} \quad \frac{\sigma_c}{\sigma_t} \approx \frac{\chi_t}{\chi_c}, \quad (4)$$

т. е. изменения в облачном слое со временем происходят таким образом, что отношение объемных коэффициентов рассеяния для полос и зон равно обратному отношению коэффициентов поглощения соответственно. Корреляция изменений во времени W_p^t и W_p^c в рамках однослойной модели будет наблюдаться в случае выполнения соотношения (4). Такая связь коэффициентов объемного рассеяния и коэффициентов поглощения, если учесть, что произведение $\sigma\chi$ меняется почти в три раза, представляется довольно искусственной.

Интересно также выяснить, в каком соотношении находятся значения коэффициентов рассеяния для полос и зон. В. Г. Тейфель [13] для двухслойной модели, предполагая, что молекулярное поглощение в облачном слое обуславливает половину интенсивности полосы CH_4 6190 Å, а остальное поглощение происходит в надоблачном слое газа, оценил отношение $\frac{\sigma_c}{\sigma_t}$ равным примерно 2. Эта оценка сделана для экваториальной темной полосы

в период 1962—1963 гг. В случае модели полубесконечной атмосферы из равенств (2) и (3) следует

$$\frac{\sigma_c}{\sigma_r} = \frac{\sqrt{1-\lambda_r}}{\sqrt{1-\lambda_c}}.$$

При среднем значении яркостного фактора для зон $A_0 = 0,83$ и контрасте зон и полос 10% (в красных лучах) получим $\frac{\sigma_c}{\sigma_r} \approx 1,3$. Так как средние W_n в полосах и зонах в период 1964—1966 гг. равны [11], найденное отношение не изменится, если допустить, что часть молекулярного поглощения приходится на

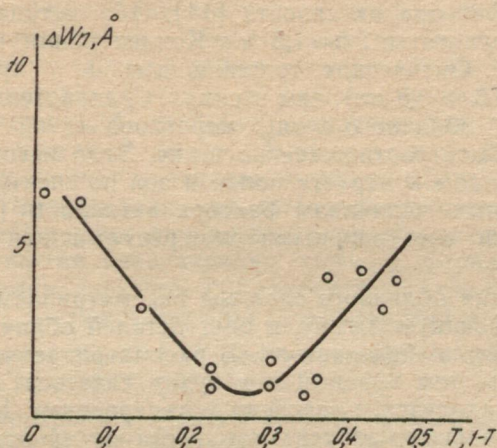


Рис. 2. Корреляция разности эквивалентных ширин в центре диска и на краю $\Delta W_n = W_n^u - W_n^{кр}$ с положением Ио на орбите. T — доля периода от момента верхнего геоцентрического соединения Ио с Юпитером.

надоблачный слой газа при условии равенства высот верхних уровней облачного слоя в светлых и темных поясах планеты.

Попытаемся интерпретировать в рамках рассматриваемой модели наблюдаемую зависимость оптических характеристик от положения Ио на орбите. В период наблюдений 1969 г. минимальные значения яркостного фактора $A_{кр}$ наблюдались вблизи соединений спутника с планетой [8], что соответствует максимальным значениям величины $\sqrt{1-\lambda}$. В 1960—1961 гг. соединениям спутника соответствовали минимальные величины W_n [7] или максимальные значения произведения $\sigma\sqrt{1-\lambda}$. В период

1963—1966 гг. вблизи соединений [11] наблюдались максимальные величины вариации центр диска — край ΔW_n (рис. 2) и W_n в центре диска, т. е. $\delta \sqrt{1-\lambda}$ были минимальны. Как видим, изменения с положением Ио на орбите в периоды 1960—1961 и 1969 гг. качественно согласуются. Однако изменения W_n в зависимости от долготы спутника в период 1963—1966 гг. не могут быть объяснены при тех же предположениях.

К гораздо лучшему согласию с экспериментальными данными приводит следующая модель: в релеевской атмосфере над облачной поверхностью находится слой аэрозоля. Размер частиц в слое аэрозоля определялся независимыми методами — по ходу отражательной способности по спектру [6] и по кратковременным колебаниям фактора активности [14]. Оба метода дали согласующиеся результаты: $2a \approx 1,5$ мк. Концентрация частиц в дымке $\sim 10^7$ см⁻². Оптическая толщина дымки в красных лучах больше ($a = 0,6 \div 0,8$ мк), чем в синих. Следовательно, контрастность деталей облачного слоя в коротковолновой области спектра должна быть соответственно выше. Этот вывод хорошо согласуется с ходом контраста полос и зон по спектру, рассчитанного по средним величинам фактора активности [14] и с непосредственными спектральными измерениями контраста полос и зон.

Образования облачного слоя мы рассматриваем через селективно рассеивающую дымку, и цвет деталей облачного слоя будет зависеть от альбедо детали. В рассматриваемой модели чем темнее деталь, тем краснее она будет казаться наблюдателю. Этот вывод находится в согласии с измерениями В. Г. Тейфеля [13], исследовавшего зависимость цвета от яркости различных участков полос и зон в фиолетовых лучах. Действительно, более темные области получились более красными.

Изменение концентрации частиц в слое аэрозоля от одного участка видимой поверхности планеты к другому приведет к изменению контраста этих участков. При этом области с повышенной концентрацией частиц будут иметь большее альбедо, причем наибольшее различие будет наблюдаться в красных лучах. В синих лучах контраст таких участков будет меньше и при наблюдениях может оказаться незамеченным. Следовательно, области с повышенной концентрацией частиц в дымке лучше заметны через красный фильтр и должны иметь красноватый цвет по сравнению с окружающим фоном. По-видимому, о таких образованиях пишет В. Г. Тейфель [13]. Действительно, эти образования уверенно выделяются на фотометрических разрезах в красных лучах и практически незаметны в синих. Заметим, что В. Г. Тейфель отождествил эти образования с деталями облачного слоя и на основе этого сделал несогласующийся с нашими результатами вывод о высокой прозрачности дымки в красных лучах.

Области с пониженной концентрацией частиц в красной области спектра будут казаться более темными. Так как в синих лучах контраст неоднородностей меньше, чем в красных, они должны быть голубоватыми по сравнению с окружающим фоном. Наблюдения деталей такого цвета можно найти, например, в [15, 16].

Изменение концентрации частиц в дымке должно приводить к изменению величин контрастов и альбедо участков видимой поверхности. Увеличение концентрации частиц приведет к росту яркостного фактора. Наиболее значительные изменения яркостного фактора A_s будут наблюдаться в той области спектра, где величина коэффициента рассеяния, а следовательно, и оптическая толщина дымки наибольшие, т. е. в красных лучах. Таким образом, если изменения альбедо происходят вследствие изменения концентрации частиц в дымке, следует ожидать корреляцию величины яркостного фактора и показателя цвета C , причем большим значениям A_s и C будут соответствовать и большие концентрации частиц в дымке. Вероятно, изменения отражательной способности в течение периода 1953—1954 гг. [5] и 1969 г. [8] происходили вследствие непостоянства прозрачности дымки. В период проявления корреляции A_s с долготой Ио [8] наименьшая концентрация частиц в дымке соответствовала соединениям спутника с Юпитером. К аналогичному выводу приводит анализ изменений эквивалентной ширины полосы поглощения метана $6190 \text{ \AA}$ с положением Ио на орбите в периоды 1960—1961 гг. и 1963—1966 гг. [11].

Выше мы говорили о среднем размере частиц. В действительности дисперсия частиц по размерам в дымке приводит к сглаживанию ее селективности. Однако, если дисперсия частиц по размерам даже такая, как в земных облаках, то и тогда при $a \approx \lambda$ дымка будет обладать заметной селективностью [17]. Отметим, что при изменениях прозрачности аэрозольной составляющей в земной атмосфере также встречаются случаи сильной зависимости коэффициента ослабления от длины волны [20], указывающие на малую дисперсию частиц по размерам. Уместно вспомнить и о цветовых эффектах (ярко-голубое Солнце на красновато-коричневом небе днем и голубая Луна ночью), наблюдавшихся в сентябре 1950 г. в западной Европе после громадных лесных пожаров в Канаде, которые В. В. Шулейкин объяснил рассеянием света на частицах микронных размеров [19]. Аналогичные цветовые эффекты наблюдались в Харькове во время пылевых бурь в феврале 1969 г. Как видим, селективные эффекты на аэрозоле наблюдаются и в земной атмосфере при размерах частиц, сравнимых с длиной волны. Селективность дымки в атмосфере Юпитера усиливается вследствие уменьшения $\lambda = \frac{\sigma}{\sigma + \bar{\lambda}}$

с переходом от красных к синим лучам, так как коэффициент рассеяния σ в красных лучах больше, чем в синих.

Изменение оптической толщины дымки со временем должно приводить к изменению эквивалентных ширин полос поглощения W_n . Максимальным W_n для центра диска соответствует оптическая толщина дымки τ_0 , при которой происходит наибольшее увеличение W_n вследствие рассеяний высших порядков. Расчеты [11] показывают, что при $\tau = \tau_0$ происходит увеличение W_n в $\sim 1,5$ раза. При этих вычислениях было принято, что весь газ находится между отражающей поверхностью и слоем аэрозоля. В действительности некоторое количество газа расположено над слоем аэрозоля. Если найти, какую часть от общего количества составляет надаэрозольный газ, то можно оценить высоту дымки над облачной поверхностью. Положим, что коэффициент объемного рассеяния σ для облачного слоя по порядку величины совпадает со значением σ для земных облаков. В этом случае частью молекулярного поглощения, происходящего в облачном слое, можно пренебречь.

Минимальные значения $W_n^{\min}$ наблюдаются при максимальных τ . При $\tau = \infty$ W_n соответствует поглощению надаэрозольного газа W_n' . В действительности τ конечно и $W_n' < W_n^{\min}$. Так как на краю уменьшение W_n при появлении аэрозоля наиболее значительно [11], оценку W_n' следует сделать по эквивалентным ширинам вблизи края диска. В [20] приведены измерения W_n' для экваториальной зоны на различных расстояниях от центра диска. На краю значения W_n' распределились следующим образом: от 4 до 9 Å — 3 измеренных значения, от 9 до 10 Å — 5; 10 ÷ 11 Å — 6; 11 ÷ 12 Å — 4 и т. д. Следовательно, $W_{n \text{ кр}}^{\min}$ можно принять равным 9 Å. Положив $\sec z = 1,5$, для центра диска получим $W_n^{\min} = 6$ Å, $W_n^{\max}$ для центральной области диска в интервале широт $\pm 30^\circ$ равна 28 Å. Исправив эту величину за поглощение в надаэрозольном слое газа, найдем $W_{no}' = W_n^{\max} - W_n' = 22$ Å, или, учитывая вышесказанное, поглощение газа, лежащего ниже слоя аэрозоля, соответствует $W_n^0 = \frac{W_{no}'}{1,5} = 14,7$ Å, т. е. $\frac{W_{no}}{W_{no} + W_n'} > 0,71$. Если наблюдаемые эквивалентные ширины соответствуют линейной части кривой роста, W_n пропорционально числу газовых молекул $N(h)$ в столбце атмосферы с единичным сечением и высотой h . Так как метан не конденсируется в условиях атмосферы Юпитера, $N(h)$ может быть приближенно представлено в виде

$$N(h) = N_\infty (1 - e^{-\frac{h}{H}}),$$

где H — шкала высот. Тогда

$$\frac{W_{n0}}{W_{n0} + W'_n} = 1 - e^{-\frac{h}{H}}$$

и $h \geq 1,24 H$. Приняв для H значение, найденное в [21] по среднему молекулярному весу ≈ 22 км, и учитывая, что наш метод дает нижний предел для h , так как $W'_n < W_n^{\min}$, найдем

$$h > 27 \text{ км.}$$

Хотя сделанная оценка высоты является довольно грубой, она указывает на значительную высоту дымки над облачным слоем. По-видимому, слой аэрозоля находится в тропопаузе, так как условия конденсации газов, не конденсирующихся на уровне облаков, там наиболее благоприятны.

Наличием дымки в надоблачной атмосфере Юпитера можно полностью объяснить отклонения хода W_n по диску планеты от закона секанса. В этом случае нет необходимости требовать, чтобы величина σ была на 2—3 порядка меньше, чем в земных облаках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. П. Барабашов. О методах фотографического фотометрирования планет. Изд-во Харьковск. ун-та, 1966.
2. В. В. Аврамчук. Астрон. циркуляр, 1968, окт. 9, № 484.
3. В. В. Соболев. Астрон. журн., т. 45, вып. 2, 3, 1968.
4. H. G. Nogak, A. Z. Japousek, J. Astrophys., т. XI, N 101, 1964.
5. В. Н. Лебединец. Уч. зап. ХАО, т. 12, 1957.
6. М. Ф. Ходячих. Вестн. ХГУ, вып. 3, серия астрономич., № 28. Изд-во Харьковск. ун-та, 1967.
7. М. Ф. Ходячих. Вестн. ХГУ, вып. 4, серия астрономич., № 34. Изд-во Харьковск. ун-та, 1969.
8. М. Ф. Ходячих. См. статью в настоящем сборнике.
9. W. M. Irvine, T. Simon, D. H. Menzel, J. Chagnon, G. Secon-
te, P. Griboval, A. T. Young, J. Astron., 1968, 73, № 4, 251—264.
10. Ю. В. Александров. Вест. ХГУ, серия астрон., вып. 2, 1965.
11. М. Ф. Ходячих. Вестн. ХГУ, вып. 5, серия астрон., Изд-во Харь-
ковск. ун-та, 1970, 39—42.
12. В. А. Амбарцумян. Научные труды, т. I, Ереван, 1960.
13. В. Г. Тейфель. Астрон. вестник, т. II, № 4, 1968.
14. М. Ф. Ходячих. Вест. ХГУ, вып. 5, серия астрон. Изд-во Харьковск.
ун-та, 1970, 43—48.
15. С. К. Всехсвятский. В сб. «Исследования планеты Юпитер», М.,
1967.
16. O. Juge. Sky and Telescope, 31, № 5, 1966.
17. И. Н. Глушневa. Сообщ. астрон. ин-та им. Л. К. Штернберга, 107,
М., 1960.
18. К. С. Шифрин. Рассеяние света в мутной среде. ГИТТД, М.—Л.,
1951.
19. В. В. Шулейкин. В «Сборнике, посвященном памяти академика
П. П. Лазарева», М., 1956.
20. В. В. Аврамчук. Сб. «Астрометрия и Астрофизика», 1, К., 1968.
21. В. И. Мороз. Физика планет. М., 1967.

Поступила 25 января 1970 г.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЮПИТЕРА

М. Ф. Ходячих

В 1969 г. на ХАО были проведены фотоэлектрические наблюдения Юпитера со светофильтрами. Наблюдения велись на АЗТ-7 в сочетании со специально сконструированной и изготовленной камерой ($F_{\text{экв}} \approx 20$ м). При наблюдении планеты отверстие зеркальной диафрагмы вырезало ~ 1 кв. сек. Диафрагма размещалась под углом 7° к фокальной плоскости, что позволяло одновременно видеть изображение Юпитера и отверстие диафрагмы в гидирующий микроскоп. Световой поток, прошедший через диафрагму, попадал на катод фотоумножителя. Сигнал с ФЭУ через усилитель постоянного тока подавался на самописец. Чувствительность изменялась с помощью усилителя, напряжения питания ФЭУ (1600—1700 в) во время наблюдений не изменялось. Использовались светофильтры ОС-14 ($\lambda_{\text{эф}} = 658$ нм), СЗС-3 ($\lambda_{\text{эф}} = 489$ нм) и СС-14 ($\lambda_{\text{эф}} = 417$ нм). Наименьшее отношение $\frac{\text{сигнал}}{\text{темновой ток}}$ было с синим фильтром ~ 5 , что при вре-

мени регистрации постоянного сигнала 1 сек обеспечивало точность около 2%. Для других фильтров это отношение было в 5—10 раз больше. Обычно сигнал записывался в течение 20—30 сек. Стандартизация осуществлялась по звезде класса F в Vir с диафрагмой (в фокальной плоскости) $\sim 20''$. Близкое расположение планеты и звезды сравнения на небесной сфере позволило в значительной степени повысить внутреннюю точность измерений.

В течение четырех ночей с каждым фильтром определялась разность звездных величин в Vir и α Boo; α Boo была привязана непосредственно к центру солнечного диска. Таким образом, наблюдения давали отношение яркостей участка планеты и центра солнечного диска. Яркостный фактор A_s вычислялся по измеренному отношению яркостей с учетом потемнения к краю диска Солнца.

При наблюдениях Юпитера фотометр наводился на центр диска (экваториальная зона). Наблюдение с каждым фильтром включало несколько записей для планеты и звезды сравнения. За ночь делалось 3—5 таких наблюдений. Если по каким-либо причинам продолжительность времени наблюдений сокращалась, измерения велись с двумя или только с одним красным фильтром. Даты, средние моменты наблюдений (по мировому времени) и найденные величины яркостного фактора центра диска A_s приведены в табл. 1. Вероятная ошибка, характеризующая внутреннюю сходимость измерений за одну ночь, составляет 2—3%.

В течение наблюдательного периода 1969 г. происходило уменьшение альбеда в красной области спектра ($\lambda_{\text{эф}} = 658$ нм).

Таблица 1

Дата	T_0	A_v		
		$\lambda_{эф} = 658 \text{ н.м.}$	$\lambda_{эф} = 489 \text{ н.м.}$	$\lambda_{эф} = 417 \text{ м.м.}$
29 май	20 ^h 10 ^m	0,941	0,717	—
1 июнь	19 30	0,964	0,558	0,419
3	19 30	0,892	0,507	0,433
4	18 20	0,965	0,558	0,400
5	18 30	0,849	—	—
6	18 40	0,872	0,511	0,417
13	19 00	0,887	0,595	—
14	18 50	0,869	—	0,453
15	19 30	0,822	0,599	—
16	18 30	0,889	0,522	—
18	19 30	0,779	—	—
19	19 10	0,747	0,658	—
23	19 00	0,877	—	0,486
24	18 40	0,772	0,406	—
29	19 30	0,888	—	—
30	19 30	0,609	—	—
5 июль	19 10	0,717	0,427	0,464
6	18 30	0,722	0,750	0,406
7	18 50	0,712	0,621	0,462
8	18 30	0,617	—	—
9	18 30	0,638	0,443	—
Среднее	—	0,813	0,565	0,438

Так, среднее значение A_v в период с 29.V по 4.VI равно 0,940, с 5.VI по 29.VI — 0,841 и с 30.VI по 9.VII — 0,669. В зеленых и синих лучах такой ход альbedo со временем не обнаруживается, хотя изменения от ночи к ночи превышают ошибки наблюдений.

Применение фотоэлектрического метода позволяет повысить внутреннюю точность измерений и делает возможным исследование кратковременных изменений альbedo планеты.

В течение сравнительно небольших промежутков времени яркостный фактор может изменяться в значительных пределах, превышающих по величине

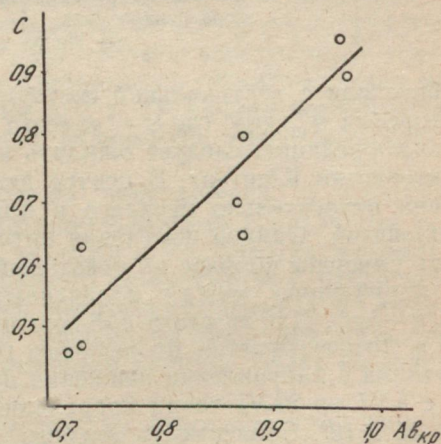


Рис. 1. Зависимость специального показателя цвета C от яркостного фактора $A_v \text{ кр.}$

не колебания среднегодовых значений. На подобный характер изменений характеристик состояния атмосферы Юпитера указывал В. Г. Тейфель и др. [1]. Изменения яркостного фактора от даты к дате значительно превосходят ошибки измерений. Изменение специального показателя цвета

$$C = 2,5 \lg \frac{A_{\text{вкр}}}{A_{\text{син}}}$$

с изменением $A_{\text{вкр}}$ показано на рис. 1.

В [2, 3] обнаружена корреляция изменений эквивалентной ширины полосы поглощения CH_4 6190 Å с положением Ио на

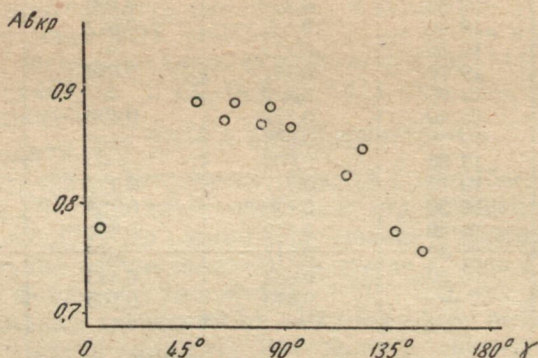


Рис. 2. Корреляция яркостного фактора центра диска $A_{\text{вкр}}$ с положением Ио на орбите.

орбите или с вертикальной составляющей приливообразующего ускорения $g_{\text{пр}}(\varphi)$, где φ — долгота спутника на орбите. Подобную корреляцию следует ожидать и для других оптических характеристик Юпитера. В центре диска планеты $g_{\text{пр}}(\varphi)$ симметрична относительно верхнего и нижнего соединений спутника с планетой. Однако изменения оптических характеристик могут быть смещены по фазе на некоторый угол $\Delta\varphi$. Поэтому мы искали корреляцию между измеренными значениями альbedo и $g_{\text{пр}}(\varphi - \Delta\varphi)$. Для каждого наблюдения была рассчитана долгота Ио φ (отсчитывается от верхнего геоцентрического соединения спутника в направлении движения по орбите) и $g_{\text{пр}}(\varphi)$. В период с 5.VI по 29.VI такая корреляция обнаружена, причем $\Delta\varphi = -25^\circ \pm 10^\circ$. Зависимость альbedo от долготы спутника представлена на рис. 2. Так как кривая симметрична относительно $\varphi = \Delta\varphi$, по оси абсцисс отложена разность γ между долготой Ио и $\Delta\varphi$. Долгота спутника и $g_{\text{пр}}(\varphi + 25^\circ)$ для моментов наблюдений приведены в табл. 2.

Таблица 2

Дата	φ	$g_{\text{пр}} (\varphi - \Delta\varphi)$	Дата	φ	$g_{\text{пр}} (\varphi - \Delta\varphi)$
Июнь		$\times 10^{-3} \text{ см/сек}^2$	16	286°	+0,17
5	209°	-0,05	18	342	+0,68
6	54	-0,33	19	183	+0,68
13	41	-0,13	23	274	-0,05
14	243	-0,49	24	116	+0,34
15	93	-0,25	29	59	-0,40

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Аксенов, З. Н. Григорьева, Н. В. Прибоева, З. Г. Романенко, В. Г. Тейфель. Астрон. вестн. т. 1, № 3, 1967.
2. М. Ф. Ходячих. Вест. ХГУ, вып. 4, серия астрон., № 34. Изд-во Харьковск. ун-та, 1969.
3. М. Ф. Ходячих. Вест. ХГУ, вып. 5, серия астрон. Изд-во Харьковск. ун-та, 1970.

Поступила 25 января 1970 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИБОРА КИМ-3

П. П. Павленко

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ПРИБОРА

Прибор КИМ-3 предназначен для измерения в прямоугольных координатах относительного положения объектов на астропотснимках. В КИМ-3 в один окуляр сведены изображения измеряемых объектов пластинки и изображения отсчетных шкал со спиральными микрометров по осям X и Y . Подсветка измеряемого объекта и шкал осуществляется включением соответствующих тумблеров.

Шкалы в оправе катаются на подшипниках, а ползуны шкал с помощью роликов и натяжных пружин скользят по направляющим. Направляющие укреплены на каретке предметного стола [4]. Каретка предметного стола вместе с рукояткой грубого и точного перемещений катается на роликах по плоскости зеркального стекла. Для разложения силы, приложенной к рукоятке, по осям X и Y применена система штанг на шарнирах.

На предметном столе крепится сама пластинка ($30 \times 30 \text{ см}$) или угломерный стол (для пластинок $20 \times 20 \text{ см}$, а с применением дополнительных рамок — для пластинок $13 \times 18 \text{ см}$ или $9 \times 12 \text{ см}$), или одна из рамок для пластинок 24×24 , 18×24 , 18×18 , 16×16 и $13 \times 18 \text{ см}$.

Цена деления спиральных окулярных микрометров 1 мк, на глаз можно отсчитывать десятые доли микрона.

Более подробные описания прибора данного типа можно найти в [2, 4, 5, 6].

При установке прибора необходимо обращать внимание на тщательную регулировку горизонтальности положения зеркального стекла. Если регулировку проводить грубо, с точностью до $\pm 30'$, то при точной наводке измеряемого объекта на штриховую сетку микрометрическим винтом по одной оси будет происходить инерционный сдвиг по обеим осям, поэтому наведение на объект надо будет производить методом последовательных приближений. Сдвиг каретки происходит в результате того, что не обеспечивается достаточное сцепление рукоятки со стеклом, когда отклонение зеркального стекла от горизонтального положения больше нескольких минут.

Нивелировку стекла с точностью до $\pm 1'$ мы проводили с помощью оптического квадранта, имеющего уровень с ценой деления $30''$. На самом приборе для этой цели служат три опорных винта основания. После такой нивелировки микрометрические винты стали работать более четко — при работе с одним винтом подправлять наведение другим приходится мало. Некоторая нечеткость работы этих винтов связана с конструкцией прибора КИМ-3.

На Астрономической обсерватории ХГУ прибор КИМ-3 № 610 002 был установлен в 1962 г.

Исследования, проведенные нами, показали, что с помощью винтов рамки, на которой крепится пластинка, можно достигнуть параллельности пластинки (18×18 см) с плоскостью зеркального стекла с точностью до $\pm 2'$, если добиться резкости изображения нескольких объектов, расположенных в разных местах пластинки, по ее краям. Такой перекося пластинки вносит ошибку в измерения, меньшую $\pm 0,1$ мк.

Немаловажное значение при установке прибора имеет также регулировка освещенности шкал и пластинки. Необходимо проверять, находятся ли изображения шкал в плоскостях спиралей микрометров, чтобы при переключении освещения с пластинки на одну шкалу, а потом на другую не надо было фокусировать окуляр.

Так как измеряемые негативы имеют неодинаковую прозрачность, то желательно предусмотреть изменение освещенности негативов, а также шкал. Для изменения освещенности измеряемых объектов и шкал мы приспособили набор сопротивлений.

ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ИЗМЕРЕНИЯ

Во время измерений температура воздуха в помещении, где находится КИМ-3, почти всегда изменяется. Как эти изменения

влияют на результаты измерений и можно ли исключить ошибки прибора, зависящие от изменения температуры?

Прежде всего, надо было выяснить, как изменяются отсчеты по микрометрам, если каретку предметного стола не перемещать по стеклу, за исключением того минимального перемещения (до 3 мк), которое необходимо для наведения измеряемого объекта на штриховую сетку прибора, если объект смещается относительно сетки прибора с изменением температуры.

Чтобы точность наведения на объект была достаточно высокой, был выбран один из миллиметровых штрихов стеклянной шкалы, толщина которого равна нескольким микронам. На него можно наводить самый узкий прямоугольник штриховой сетки прибора. Два наведения на штрих дают ошибку в измерении $\pm 0,1$ мк.

Измерения проводились в различные дни, при различных изменениях температуры в зависимости от времени. Отсчеты делались через каждые полчаса в течение 9—13 часов, а в некоторых случаях, когда значения отсчетов быстро меня-

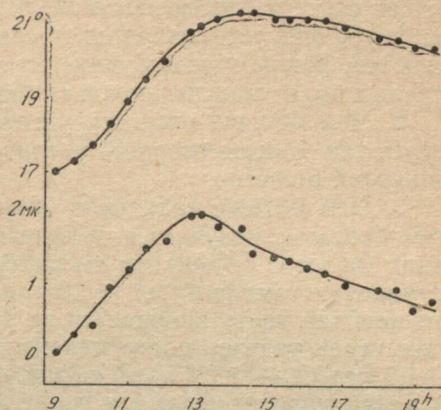


Рис. 1. Изменение отсчетов по шкале X и температуры со временем. 3.IV. 69.

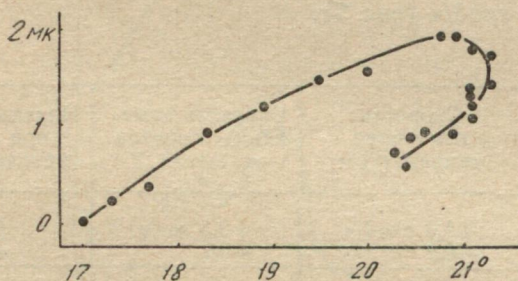


Рис. 2. Изменение отсчетов по шкале X в зависимости от температуры. 3.IV. 69.

лись, через 5—10 минут. Некоторые результаты этих измерений для шкалы X представлены на рис. 1—7 и в табл. 1. (В табл. 1 даны изменения линейных частей графиков, представленных на

рис. 1, 3, 4, 6). Анализ этих результатов приводит к следующим выводам:

1. С равномерным увеличением (уменьшением) температуры численные значения отсчетов увеличиваются (уменьшаются) равномерно. Если же скорость увеличения температуры начинает уменьшаться, то наступает такой момент, когда численные значения отсчетов достигают максимума, после которого, хотя температура еще увеличивается, численные значения отсчетов уменьшаются. Таким образом, максимум численных значений отсчетов предшествует максимальной температуре.

2. Чем больше скорость увеличения (уменьшения) температуры, тем больше скорость увеличения (уменьшения) численных значений отсчетов.

3. Чем больше начальная скорость увеличения температуры, тем большая получается нелинейная часть в численных значениях отсчетов вблизи их максимума. При начальной скорости изменения температуры $+1,0 \text{ град/ч}$ — $+1,2 \text{ град/ч}$ (рис. 1, 3) нелинейная часть начинается за 1 ч до максимума и заканчивается через полчаса после максимума температуры; при скорости $+1,5 \text{ град/ч}$ — $+1,7 \text{ град/ч}$ (рис. 4, 6) она начинается за 3 часа и заканчивается через 1 ч после максимума температуры.

4. Кривые изменения численных значений отсчетов в зависимости от температуры (рис. 2, 5, 7) показывают, что после максимума все значения отсчетов меньше соответствующих численных значений отсчетов, взятых при тех же значениях температуры до максимума. В линейных частях эта разница достигает следующих значений: $-1,0 \text{ мк}$ — при начальной скорости увеличения температуры $+1,0 \text{ град/ч}$ (рис. 2), $-1,8 \text{ мк}$ при начальной скорости $+1,5 \text{ град/ч}$ (рис. 5), $-2,0 \text{ мк}$ при начальной скорости $+1,7 \text{ град/ч}$ (рис. 7).

Таблица 1

№ рисунков	Скорость изменения температуры	Скорость изме- нения отсчетов по шкале X	Максимальная ошибка при оптимальной методике измерений
1	$+1,0 \text{ град/ч}$ $-0,2$	$+0,5 \text{ мк/ч}$ $-0,2$	$\pm 0,1 \text{ мк}$ $\pm 0,1$
3	$+1,2$ $-0,15$	$+0,9$ $-0,05$	$\pm 0,1$ $\pm 0,1$
4	$+1,5$ $-0,4$	$+0,9$ $-0,4$	$\pm 0,3$ $\pm 0,2$
6	$+1,7$ $-0,3$	$+1,2$ $-0,2$	$\pm 0,5$ $\pm 0,4$

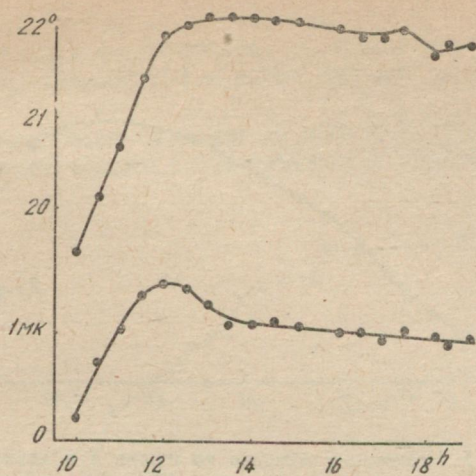


Рис. 3. Изменение отсчетов по шкале X и температуры со временем. 15.IV. 69.

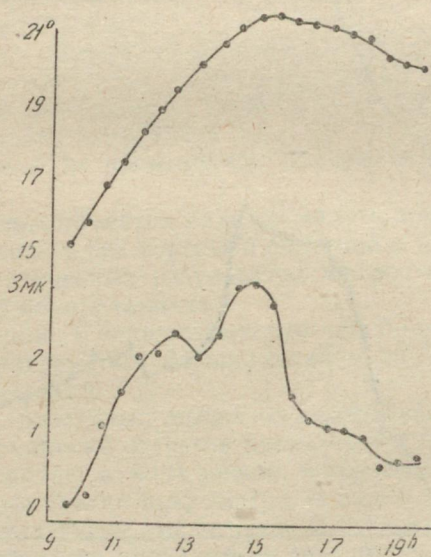


Рис. 4. Изменение отсчетов по шкале X и температуры со временем. 28.II. 69.

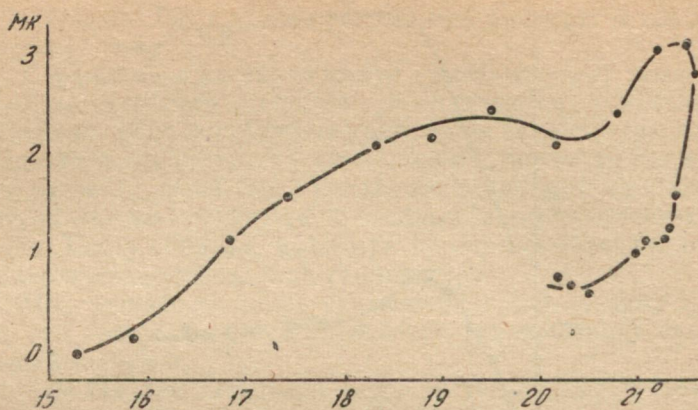


Рис. 5. Изменение отсчетов по шкале X в зависимости от температуры. 28.II. 69.

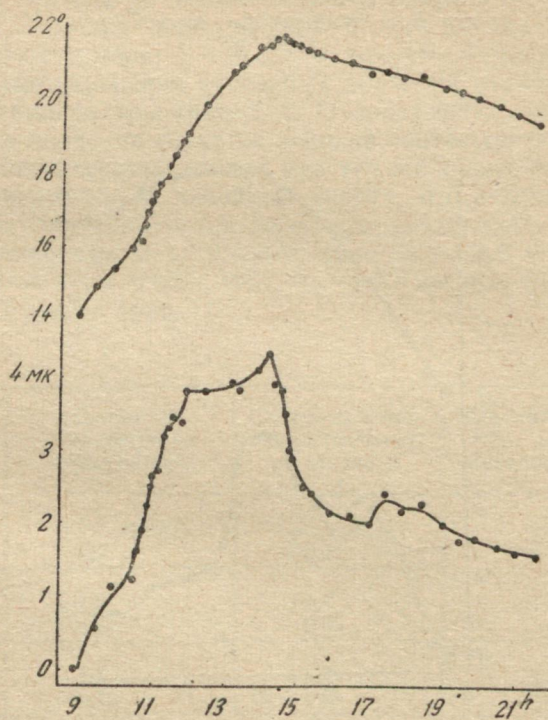


Рис. 6. Изменение отсчетов по шкале X и температуры со временем. 1.III. 69,

Во время исследований стеклянная шкала устанавливалась на угломерном столе с рамкой (рис. 1, 4, 6) или только на одной рамке (рис. 3). Результаты в обоих случаях примерно одинаковы.

Графики изменения отсчетов по шкале Y при наведении на штрих стеклянной шкалы в зависимости от изменения темпера-

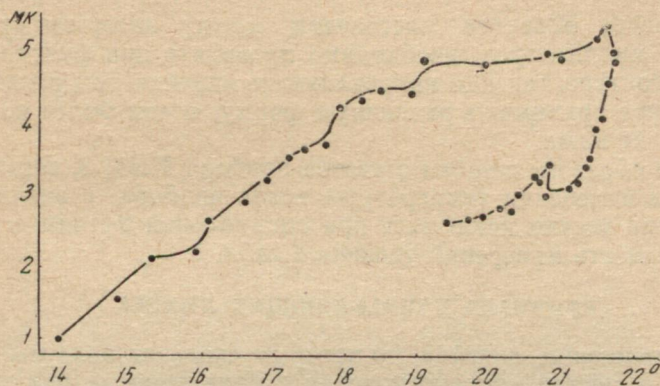


Рис. 7. Изменение отсчетов по шкале X в зависимости от температуры. I.III. 69.

туры имеют примерно такой же вид, как и по шкале X , поэтому мы их не приводим здесь.

Анализ этих измерений показывает, что при небольшом смещении предметного стола для исключения ошибок, зависящих от изменения температуры, необходимо придерживаться оптимальной методики измерений:

а) стараться не производить измерения вблизи максимума температуры;

б) измерения объектов надо проводить в двух последовательностях — прямой и без перерыва обратной и брать среднее арифметическое полученных результатов. Скорость измерения объектов должна быть одинаковая.

Данные табл. 1 показывают, что чем больше скорость изменения температуры, тем больше ошибки даже при оптимальной методике измерений.

При всех описанных выше исследованиях было хорошо заметно, что изменения отсчетов происходили из-за сдвига штриха стеклянной шкалы в поле зрения микроскопа и сдвига шкалы прибора в поле зрения микрометра. В целом в течение 10—12 часов обе составляющие имели прямую зависимость от температуры, но в некоторые получасовые интервалы эти составляющие принимали разные знаки. Здесь имеются в виду действительные изменения, в несколько раз превышающие точность наведения на штрих и точность отсчета по микрометру.

Изменения отсчетов прибора КИМ-3 при неподвижном предметном столе, связанные с изменением температуры возле прибора, возникают, возможно, из-за расширения деталей прибора, требующего различного времени для различных деталей.

Как показали исследования, изменения отсчетов по одной из шкал не зависят от положения этой шкалы относительно микрометра.

Измерение объектов, расстояния между которыми равны десяткам миллиметров, необходимо проводить при фиксированной температуре, так как направляющие линейки при различной температуре принимают различную форму, о чем более подробно изложено ниже.

Таким образом, ошибки отсчетов прибора КИМ-3, возникающие из-за изменения температуры возле прибора, в значительной степени можно исключить при оптимальной методике измерений. Точность измерений указана в табл. 1.

КРИВИЗНА НАПРАВЛЯЮЩИХ ЛИНЕЕК

Направляющие линейки, по которым скользят ползуны шкал прибора, в местах соприкосновения с ползунами не описывают прямые линии в пределах точности измерений. Для определения отклонения направляющих линеек обычно устанавливают параллельно направляющим линейкам тонкие металлические или капроновые нити, на которые наводят штриховую сетку прибора и снимают отсчеты по шкалам. Нити монтируются в оправках и имеют возможность поворачиваться на 180° вокруг своей оси. Измерения проводят в двух положениях такой нити, отличающихся друг от друга на 180° , для исключения непрямолинейности нити. Взяв полусумму результатов измерений при таких двух положениях нити и исключив таким образом непрямолинейность нити, составляют систему уравнений для направляющей линейки X вида $y_i = ax_i + b$ (для направляющей линейки $Y - x_i = ay_i + b$), решение которой способом наименьших квадратов дает следующее [3]:

$$a = \frac{n \sum_{i=1}^n x_i y_i - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n y_i}{n \sum_{i=1}^n y_i^2 - \left(\sum_{i=1}^n y_i \right)^2}, \quad b = \frac{\sum_{i=1}^n x_i - a \sum_{i=1}^n y_i}{n},$$

где n — количество измеренных точек нити.

Для линейки Y

$$a = \frac{n \sum_{i=1}^n x_i y_i - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n y_i}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2}, \quad b = \frac{\sum_{i=1}^n y_i - a \sum_{i=1}^n x_i}{n}.$$

Поправки (невязки) вида $\Delta x_i = ay_i + b - x_i$ для линейки Y и $\Delta y_i = ax_i + b - y_i$ для линейки X характеризуют кривизну направляющих лнеек.

Кривизна направляющих лнеек определялась много раз, начиная с 1964 г., так как винты, крепящие линейки к каретке пред-

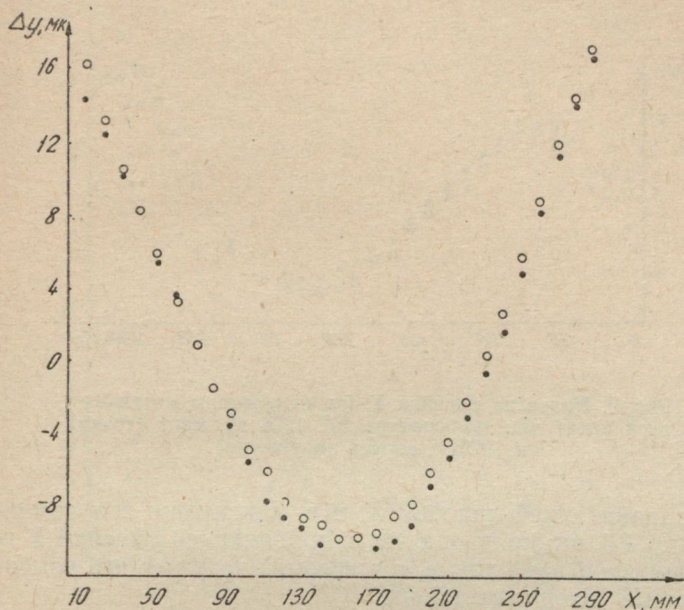


Рис. 8. Кривизна линейки X (по измерениям металлической нити) при температуре 19° . 1964 г. апрель (кружочки) и 1969 г., апрель (точки).

метного стола, могут отходить, а от степени зажима винтов может зависеть кривизна лнеек.

Измерениями было обнаружено, что кривизна лнеек различна при различных температурах. Поэтому для оценки изменения кривизны направляющих лнеек за 5 лет (апрель 1964 г. — апрель 1969 г.) были подобраны измерения, проведенные при одинаковой температуре, причем в качестве объекта для измерений принималась одна и та же металлическая нить. На рис. 8 представлена кривизна направляющей линейки X (1964 г. и 1969 г.), на рис. 9 — кривизна направляющей линейки Y (1964 г. и 1969 г.). На обоих рисунках для сравнения кривые в средних точках направляющих лнеек (150 мм) соединены.

Во всех случаях брались измерения двух рядов (серий), выполненные в разные дни. Измерения одного ряда (с поворотом нити на 180°) выполнялись по возможности в короткий промежуток времени. Для графиков вычислялись средние значения по-

правок по двум рядам измерений. Средняя квадратическая ошибка одной точки графика, полученная из отклонений поправок одного ряда измерений от средних значений поправок для двух рядов измерений, равна $\pm 0,2 - \pm 0,3$ мк.

Из рис. 8, 9 видно, что за 5 лет изменилась кривизна средней

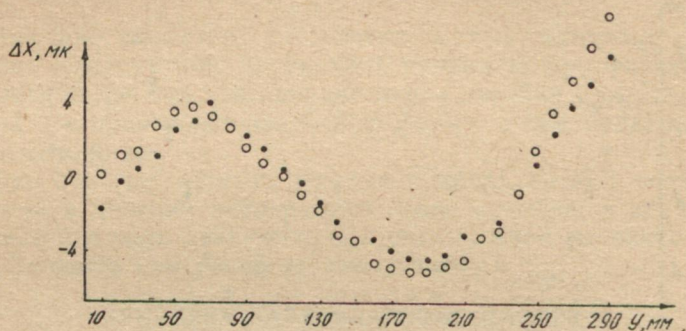


Рис. 9. Кривизна линейки Y (по измерениям металлической нити) при температуре 20°. 1964 г., март (точки) и 1969 г., апрель (кружочки).

части направляющей линейки X, и в максимуме это изменение доходит до 1,6 мк; кривизна же направляющей линейки Y изменилась почти по всей длине, а в средней части ее это изменение в максимуме доходит до 1,3 мк.

Таблица 2

$X,$ мм	$\frac{\Delta y_{t_2} - \Delta y_{t_1}}{t_2 - t_1}$ 0,1 мк/град	$X,$ мм	$\frac{\Delta y_{t_2} - \Delta y_{t_1}}{t_2 - t_1}$ 0,1 мк/град
10	+8	160	0
20	+7	170	0
30	+5	180	+2
40	+5	190	+2
50	+4	200	+1
60	+2	210	+2
70	+2	220	+3
80	+2	230	+3
90	+2	240	+4
100	+1	250	+4
110	+2	260	+5
120	+2	270	+5
130	0	280	+5
140	+1	290	+6
150	0	—	—

Таблица 3

$Y,$ мм	$\frac{\Delta x_{t_2} - \Delta x_{t_1}}{t_2 - t_1}$ 0,1 мк/град	$Y,$ мм	$\frac{\Delta x_{t_2} - \Delta x_{t_1}}{t_2 - t_1}$ 0,1 мк/град
10	+7	160	0
20	+5	170	0
30	+5	180	+1
40	+4	190	+1
50	+4	200	+2
60	+3	210	+3
70	+3	220	+3
80	+3	230	+3
90	+3	240	+3
100	+2	250	+4
110	+2	260	+4
120	+1	270	+6
130	0	280	+6
140	+1	290	+7
150	0	—	—

На рис. 10—13 даны графики кривизны линейки X и Y при различных температурах. Средняя квадратическая ошибка пред-

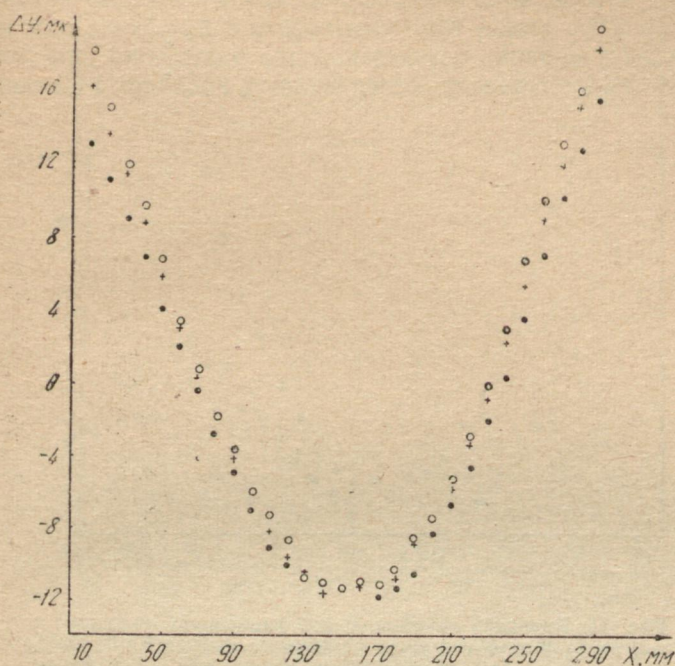


Рис. 10. Кривизна линейки X (по измерениям металлической нити) при температурах: 18°,7 (точки); 21°,9 (крестики); 24°,5 (кружочки). 1969 г., июнь.

ставленных на графиках точек (рис. 10—13) равна около $\pm 0,3$ мк.

Графики показывают, что зависимость кривизны направляющих линеек от температуры реально существует, измеряем ли мы металлическую или капроновую нить, и эта зависимость одинакова в обоих случаях. Средние взвешенные значения изменения кривизны линеек при изменении температуры на $+1^\circ$ показаны в табл. 2, 3. Для получения данных табл. 2, 3 были взяты все измерения металлической и капроновой нити, представленные на рис. 10—13, причем в весах учитывалась разница температур двух рядов измерений и количество рядов измерений.

В табл. 4, 5 представлены численные значения поправок за кривизну обеих линеек, приведенные к температуре 22, 6° (июнь 1969 г.), при этом поправки даны отдельно по измерениям металлической и капроновой нитей, разность этих поправок $\Delta x_m - \Delta x_k$ и $\Delta y_m - \Delta y_k$, разность поправок после обработки их спо-

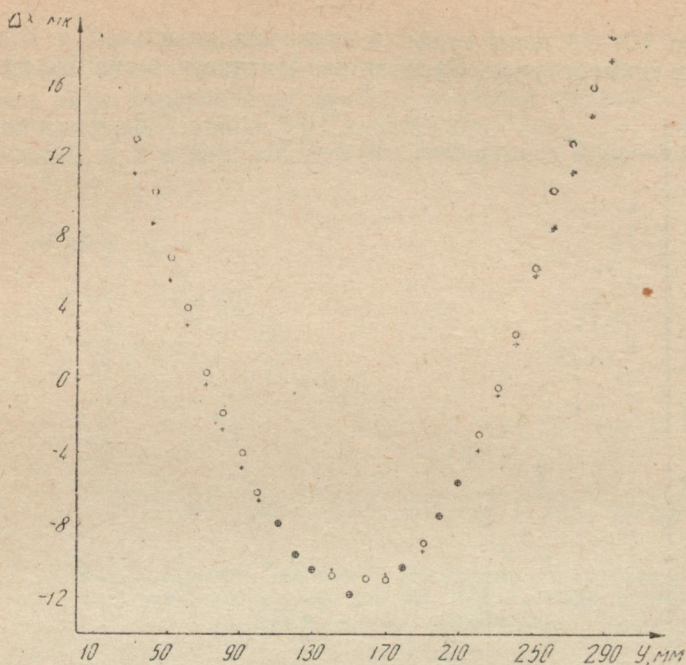


Рис. 11. Кривизна линейки X (по измерениям капроновой нити) при температуре 22°,6 (крестики), 25°,3 (кружочки), 1969 г., июнь.

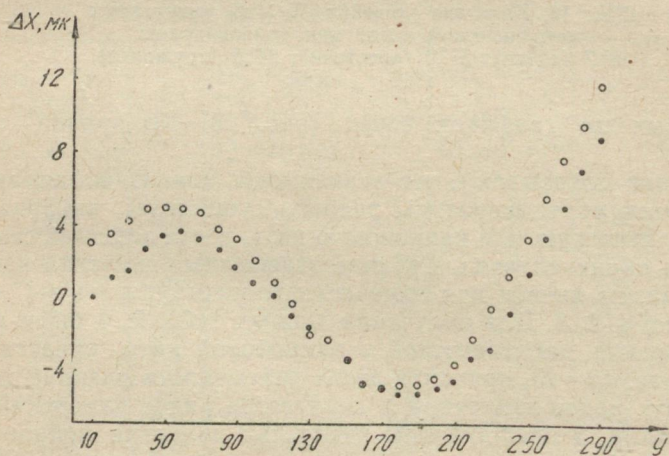


Рис. 12. Кривизна линейки Y (по измерениям металлической нити) при температуре 20°,5 (точки) и 24°,2 (кружочки), 1969 г., июнь.

собою наименьших квадратов $\Delta x'_m - \Delta x'_k$ и $\Delta y'_m - \Delta y'_k$, а также средние взвешенные значения поправок.

Средние квадратические ошибки поправок линеек по измерениям металлической и капроновой нити равны $\pm 0,2$ мк. Таким образом, при отсутствии систематических ошибок в обоих случаях разности поправок должны иметь среднюю квадратическую

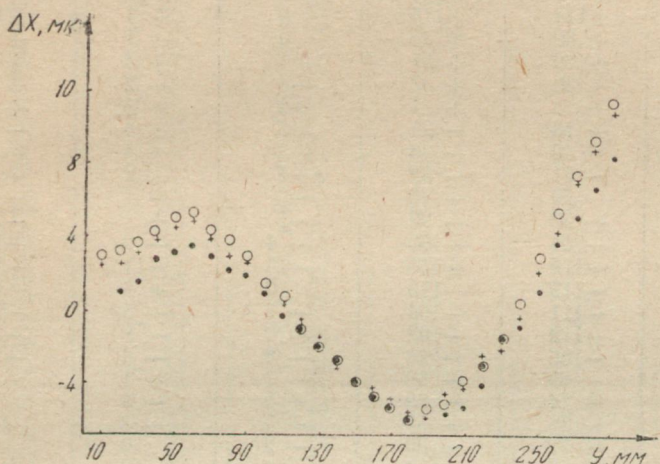


Рис. 13. Кривизна линейки Y (по измерениям капроновой нити) при температуре $20^{\circ},1$ (точки), $23^{\circ},9$ (крестики), $24^{\circ},8$ (кружочки), 1969 г., июнь.

ошибку около $\pm 0,3$ мк для каждой линейки. Из табл. 4,5 находим, что для линейки Y она равна $\pm 0,25$ мк, но для линейки X— $\pm 0,4$ мк, следовательно, при измерении линейки X были внесены какие-то систематические ошибки.

Разности поправок $\Delta x'_m - \Delta x'_k$ и $\Delta y'_m - \Delta y'_k$ принимают максимальные значения в центральных частях линеек. Может быть, это связано с изменениями формы нитей после поворота их на 180° вследствие недостаточного натяжения.

Средняя квадратическая ошибка средних взвешенных значений поправок (табл. 4,5) для линейки X равна $\pm 0,2$ мк, для линейки Y— $\pm 0,1$ мк.

В табл. 6, 7 даны поправки за кривизну линеек для температуры $20^{\circ},3$ (июнь 1969 г.). Средняя квадратическая ошибка их равна около $\pm 0,2$ мк для обеих линеек.

Интересно было промерить линию, проведенную на пластинке, для подтверждения зависимости кривизны линеек от температуры воздуха возле прибора. Для этого тонкая линия проводилась на эмульсионном слое прозрачной стеклянной пластинки

Таблица 4

$X,$ $мм$	$\Delta y_M,$ $0,1 \text{ мк}$	$\Delta y_K,$ $0,1 \text{ мк}$	$\Delta y_M - \Delta y_K,$ $0,1 \text{ мк}$	$\Delta y'_M - \Delta y'_K,$ $0,1 \text{ мк}$	$\Delta y,$ $0,1 \text{ мк}$
10	+167	+167	0	+ 1	+167
20	+140	+140	0	+ 1	+140
30	+114	+114	0	+ 1	+114
40	+ 89	+ 89	0	+ 1	+ 89
50	+ 60	+ 57	+3	+ 4	+ 59
60	+ 30	+ 33	-3	- 2	+ 31
70	+ 3	+ 1	+2	+ 3	+ 2
80	- 18	- 21	+3	+ 4	- 19
90	- 40	- 43	+3	+ 4	- 41
100	- 61	- 62	+1	+ 2	- 61
110	- 79	- 76	-3	- 2	- 78
120	- 93	- 92	-1	+ 1	- 93
130	-104	-100	- 4	- 2	-103
140	-114	-101	-13	-11	-110
150	-113	-113	0	+ 2	-113
160	-111	-104	- 7	- 5	-109
170	-112	-102	-10	- 8	-109
180	-106	- 98	- 8	- 6	-103
190	- 89	- 88	- 1	+ 1	- 89
200	- 74	- 69	- 5	- 3	- 72
210	- 56	- 51	- 5	- 3	- 54
220	- 32	- 30	- 2	0	- 31
230	- 6	- 2	- 4	- 2	- 5
240	+ 24	+ 27	- 3	- 1	+ 25
250	+ 58	+ 61	- 3	- 1	+ 59
260	+ 92	+ 91	+ 1	+ 4	+ 92
270	+122	+119	+ 3	+ 6	+121
280	+151	+150	+ 1	+ 4	+151
290	+183	+180	+ 3	+ 6	+182

с помощью лезвия безопасной бритвы, которое закреплялось на приборе УИМ-21. Линия проводилась очень тонкая, чтобы можно было с большой точностью ее измерять на приборе КИМ-3, наводя на нее самый узкий прямоугольник штриховой сетки. С помощью прибора УИМ-21 можно было провести линию длиной 180 мм. Этого вполне достаточно для того, чтобы охватить исследованиями центральные части направляющих линеек КИМ-3, так как с участием центральных частей линеек будет проводиться большинство измерений на приборе. Линия проводилась не сплошная, а в виде штрихов через каждые 5 мм. Измерялись все полученные штрихи, таким образом, количество исследованных точек направляющих линеек в их центральных частях было увеличено вдвое.

На рис. 14 даны графики кривизны линейки X при температуре $20^{\circ},3$ и $23^{\circ},8$ (сентябрь 1969 г.), на рис. 15 — графики кривизны линейки Y при температуре $20^{\circ},5$ и $23^{\circ},4$ (август 1969 г.). При каждой упомянутой выше температуре проводилось по два

Таблица 5

Y , мм	Δx_M , 0,1 мк	Δx_K , 0,1 мк	$\Delta x_M - \Delta x_K$, 0,1 мк	$\Delta x'_M - \Delta x'_K$, 0,1 мк	Δx , 0,1 мк
10	+ 14	+ 14	0	+1	+ 14
20	+ 22	+ 22	0	+1	+ 22
30	+ 27	+ 28	-1	0	+ 28
40	+ 37	+ 36	+1	+2	+ 36
50	+ 40	+ 42	-2	-1	+ 41
60	+ 41	+ 45	-4	-3	+ 43
70	+ 38	+ 38	0	+1	+ 38
80	+ 30	+ 30	0	+1	+ 30
90	+ 23	+ 25	-2	-1	+ 24
100	+ 12	+ 14	-2	-1	+ 13
110	+ 2	+ 3	-1	0	+ 2
120	- 10	- 6	-4	-3	- 8
130	- 22	- 16	-6	-5	- 19
140	- 30	- 30	0	+1	- 30
150	- 38	- 38	0	+1	- 38
160	- 51	- 44	-7	-6	- 48
170	- 53	- 50	-3	-2	- 52
180	- 53	- 58	+5	+6	- 56
190	- 53	- 56	+3	+4	- 54
200	- 50	- 51	+1	+2	- 50
210	- 44	- 45	+1	+2	- 44
220	- 30	- 31	+1	+2	- 30
230	- 18	- 17	-1	0	- 18
240	+ 1	0	+1	+2	0
250	+ 22	+ 22	0	+1	+ 22
260	+ 44	+ 47	-3	-2	+ 46
270	+ 63	+ 67	-4	-3	+ 65
280	+ 2	+ 84	-2	-1	+ 83
290	+103	+104	-1	0	+104

ряда измерений. При этом в одном из рядов пластинка поворачивалась в горизонтальной плоскости на 180° , чтобы уменьшить накопление систематических ошибок, зависящих от толщины штрихов, так как на эмульсии пластинки невозможно было нанести штрихи одинаковой толщины. Средняя квадратическая ошибка точки графика, вычисленная по отклонениям одного ряда измерений от среднего значения для двух рядов измерений, составляет $\pm 0,2 - \pm 0,3$ мк. Эта ошибка включает в себя и упомянутые выше систематические, так что фактически точность промеренных точек линеек больше при измерении полученной линии на пластинке, чем при измерении металлической или капроновой нитей.

Изменение кривизны линеек в зависимости от изменения температуры (см. рис. 14, 15) совпадает с результатами, приведенными в табл. 2, 3, в пределах точности измерений.

Поправки за кривизну линеек, полученные измерениями линии на пластинке в августе—сентябре 1969 г., проинтерполиро-

Таблица 6

X , мм	Δy , 0,1 мк	X , мм	Δy , 0,1 мк
10	+147	160	-112
20	+124	170	-114
30	+103	180	-110
40	+79	190	-96
50	+50	200	-77
60	+25	210	-62
70	0	220	-38
80	-22	230	-12
90	-45	240	+15
100	-64	250	+47
110	-86	260	+83
120	-98	270	+112
130	-104	280	+138
140	-115	290	+169
150	-113	—	—

Таблица 7

Y , мм	Δx , 0,1 мк	Y , мм	Δx , 0,1 мк
10	-3	160	-47
20	+10	170	-51
30	+15	180	-57
40	+28	190	-55
50	+32	200	-53
60	+36	210	-50
70	+31	220	-37
80	+24	230	-24
90	+18	240	-7
100	+9	250	+13
110	-1	260	+37
120	-9	270	+53
130	-17	280	+70
140	-33	290	+87
150	-38	—	—

ванные на температуру $22^{\circ},6$ были приведены к системе поправок, полученной измерениями металлической и капроновой нитей

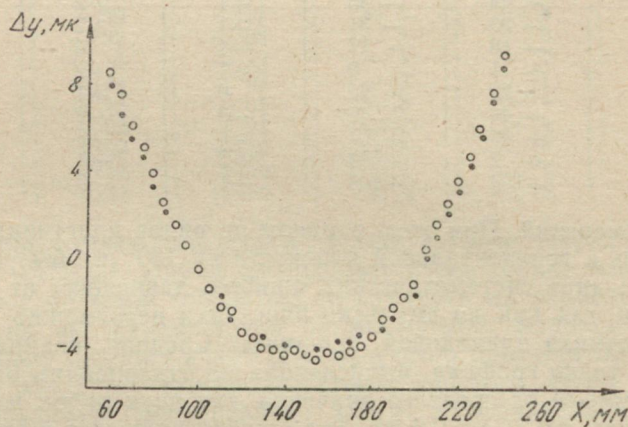


Рис. 14. Кривизна направляющей линейки X (по измерениям пластины) при температуре $20^{\circ},3$ (точки) и $23^{\circ},8$ (кружочки). 1969 г., сентябрь.

в июне 1969 г. (табл. 4, 5). Максимальная разница этих поправок доходит в некоторых точках до 0,8 мк. Так как средние квадратические ошибки сравниваемых поправок равны $\pm 0,1$ — $\pm 0,2$ мк, то средняя квадратическая ошибка разности поправок должна быть равна $\pm 0,2$ — $\pm 0,3$ мк. В действительности же она

оказалась равной $\pm 0,4$ мк для обеих линеек, что можно объяснить небольшим изменением поправок за 2—3 месяца.

Таким образом, исследования линеек показали следующее:

1. Кривизна направляющих линеек изменяется с изменением температуры. Следовательно, исследуя кривизну линеек прибора или же проводя точные измерения на нем, необходимо фиксировать температуру воздуха возле прибора.

2. Кривизна направляющих линеек при одной и той же тем-

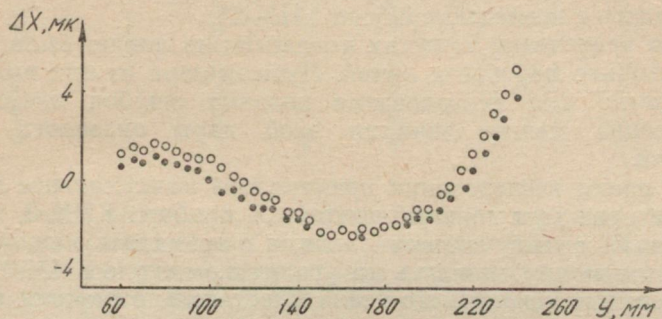


Рис. 15. Кривизна направляющей линейки Y (по измерениям пластинки) при температуре $20^{\circ},5$ (точки) и $23^{\circ},4$ (кружочки). 1969 г., август.

пературе воздуха возле прибора меняется с течением времени, поэтому для точных измерений необходимо периодически уточнять кривизну линеек.

3. При определении кривизны линеек желательно комбинировать измерение металлической (или капроновой) нити и линии, нанесенной на пластинке.

МИКРОМЕТРЫ

Для отсчета по шкалам с помощью спиральных окулярных микрометров необходимо проводить наведения на миллиметровые штрихи шкал двойными архимедовыми спиралями. Средние квадратические ошибки одного отсчета для каждых десяти следующие: по микрометру X — $\pm 0,08$, $\pm 0,06$, $\pm 0,08$, $\pm 0,05$, $\pm 0,05$ мк, по микрометру Y — $\pm 0,07$, $\pm 0,06$, $\pm 0,09$, $\pm 0,04$, $\pm 0,05$ мк. Таким образом, средняя квадратическая ошибка одного отсчета равна около $\pm 0,07$ мк для обоих микрометров.

Микрометры были исследованы на ходовые и периодические ошибки.

Ходовые ошибки спиральных окулярных микрометров определялись таким же способом, какой описал Блажко [1] для винтов. Согласно этому способу необходимо интервал длиной

100 мк, равный линейному смещению ветви двойной спирали микрометра при повороте спирали на один полный оборот, измерять последовательными частями спирали. Такой интервал был получен следующим образом.

Путем неполного прорезания аэрофото пленки (использовались прозрачные негативы) лезвием безопасной бритвы, которое закреплялось на главном микроскопе, а пленка закреплялась на плоском столе прибора УИМ-21, были получены линии толщиной несколько микрон. При этом расстояния между линиями задавались с помощью прибора УИМ-21.

Для увеличения точности наведения на линию было испытано несколько пар таких линий. Лучшая пара из них и была использована для исследования ходовых ошибок микрометров. Расстояние между линиями этой пары оказалось равным 100,1 мк.

Во время исследования применялось максимальное увеличение, которое дает главный микроскоп прибора КИМ-3.

Пленка с полученными линиями зажималась между стеклами, которые закреплялись на угломерном столе КИМ-3. Тонкое перемещение угломерного стола относительно каретки предметного стола осуществлялось с помощью винтов с упорами, расположенными на предметном столе. Во время измерений упоры фиксировались зажимами [4].

Исследования проводились для четырех разрезов спирали обоих микрометров: 000, 250, 500, 750. Для каждого разреза было получено по две серии измерений в разные дни. Серия измерений представляет собой измерения, проведенные при постоянной температуре (около $+20^{\circ}\text{C}$), для получения одного полного ряда поправок определенного разреза спирали.

Поправки за ходовые ошибки в 0,1 мк по разрезам даны для микрометра X в табл. 8, для микрометра Y — в табл. 9. Средняя квадратическая ошибка результатов равна около $\pm 0,05$ мк.

Таблица 8

Разрезы X, 0,1 мм	000	250	500	750
0	0	0	0	0
1	+2	+3	+2	0
2	+2	+3	+2	+1
3	+2	+2	+3	+1
4	+2	+2	+3	+1
5	+2	+3	+3	+1
6	+1	+2	+2	+1
7	+2	+1	+1	0
8	+2	+2	0	0
9	+1	+0	0	0

Таблица 9

Разрезы У, 0,1 мм	000	250	500	750
0	0	0	0	0
1	0	0	0	-1
2	0	0	0	0
3	0	0	-1	0
4	0	0	0	0
5	+1	0	0	0
6	0	-1	0	0
7	0	0	0	0
8	0	0	0	-1
9	0	0	0	0

Как видно из табл. 8, 9, ходовые ошибки микрометра У равны нулю, а микрометра Х — не превышают 0,3 мк. Сходимость результатов измерений по разрезам спирали хорошая.

Таким образом, практически во всех случаях ходовые ошибки можно не учитывать.

Периодические ошибки микрометров были определены способом Ридберга, который применяется обычно для винтов [1].

Интервал, равный смещению ветви спирали за $\frac{5}{8}$ оборота, необходимый для измерений этим способом, был получен так же, как интервал для исследования ходовых ошибок. Он оказался равным 62,8 мк.

Исследования проводились при температуре около +20° С. Поправки за периодические ошибки определялись для оборотов спирали 0—5, 5—0, 2—7, 7—2. Результаты этих исследований для микрометра Х представлены в табл. 10, для микрометра У—

Таблица 10

Обороты Доли оборота	0—5	5—0	2—7	7—2	Среднее
0,00	+3	+1	+2	+2	+2
0,12	+1	+2	+2	+1	+2
0,25	0	-2	-1	-1	-1
0,38	-3	0	-2	-1	-2
0,50	-1	-1	-1	-2	-1
0,62	0	-3	-1	-2	-2
0,75	0	+3	0	+2	+1
0,88	0	+1	0	+1	0

в табл. 11. Средняя ошибка окончательных результатов для табл. 10, 11 равна $\pm 0,06$ мк.

Как видно из табл. 10, 11, периодические ошибки обоих микрометров не превышают $\pm 0,2$ мк и в большинстве случаев их можно не учитывать.

Таблица 11

Обороты Доли оборота	0—5	5—0	2—7	7—2	Среднее
0,00	-2	+1	-1	+2	0
0,12	+2	0	+1	+2	+1
0,25	-1	-1	-1	0	-1
0,38	0	+1	+2	-1	0
0,50	-1	0	0	-2	-1
0,62	-1	-3	-2	-1	-2
0,75	+2	+2	0	+2	+2
0,88	+1	0	0	+1	0

ФОРМА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕРКАЛЬНОГО СТЕКЛА

Для суждения о форме поверхности зеркального стекла определялось отклонение этой поверхности от горизонтальной. На предметный стол ставилась рамка с пластинкой, на пластинку устанавливали оптический квадрант параллельно одной из шкал прибора и, передвигая каретку предметного стола по плоскости зеркального стекла, отсчитывали показания уровня квадранта. Результаты измерений в минутах приведены в табл. 12, 13.

В табл. 12 даны результаты при установке квадранта параллельно шкале X прибора, в табл. 13 — при установке квадранта параллельно шкале Y. Точность приведенных результатов $\pm 0',2$.

Наблюдение за уровнем квадранта при передвижении предметного стола показывает, что пузырек уровня перемещается

Таблица 12

Y, мм X, мм	50	150	250
0	+1',0	+0',7	+0',5
50	+0',7	+0',5	+0',2
100	+0',5	0	0
150	0	-0',5	-0',5
200	-0',5	-0',7	-1',0
250	-1',0	-1',2	-1',5
300	-1',0	-1',5	-1',7

плавно, без скачков, следовательно, большие локальные неровности на поверхности стекла отсутствуют.

Данные таблиц показывают, что поверхность стекла имеет слегка выпуклую форму, особенно в направлении, параллельном шкале X.

Таблица 13

$X, \text{ мм}$ $Y, \text{ мм}$	50	150	250
0	0	0	+0,5
50	0	0	+0,2
100	-0,2	0	0
150	0	0	0
200	-0,2	-0,2	0
250	-0,5	-0,2	+0,2
300	-0,7	-0,5	-0,2

В других направлениях, расположенных между шкалами X и Y, отклонения от горизонтальной плоскости характеризуются промежуточными значениями по сравнению со значениями, приведенными в табл. 12, 13.

Максимальная ошибка в измерении, которая может произойти из-за выпуклости стекла при длине измеряемого объекта около 300 мм, будет равна $300 \text{ мм} - 300 \text{ мм} \cdot \cos 2', 2 = 0,00006 \text{ мм}$. Следовательно, при измерении ошибка из-за выпуклости зеркального стекла будет в любом случае меньше $\pm 0,1 \text{ мк}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Н. Блажко. Курс практической астрономии. М., 1951.
2. Е. Я. Бугославская, Б. И. Козаренко. Измерительный прибор КИМ-3. Труды ГАИШ, т. 3, М., 1961.
3. Н. И. Идельсон. Способ наименьших квадратов и теория математической обработки наблюдений. Геодезиздат, 1947.
4. Координатно-измерительная машина КИМ-3. Описание и руководство к пользованию, 1960.
5. A. König. „Über einen Zeißischen Koordinatenmeßapparat“. Astronomische Nachrichten, Band, 246, 1932.
6. Х. И. Поттер и О. Н. Чудовичева. Исследование координатно-измерительной машины КИМ-3. Известия ГАО в Пулкове, т. 20, в. 4, № 157, Л., 1957.

Поступила 1 декабря 1969 г.

О СИНХРОННОМ НАКОПЛЕНИИ СИГНАЛА ПРИ НАБЛЮДЕНИЯХ НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПАССАЖНОМ ИНСТРУМЕНТЕ

А. Д. Егоров

Цифровое синхронное детектирование получает все большее распространение в экспериментальной физике благодаря целому ряду существенных преимуществ его перед другими методами регистрации [1].

Рассмотрим специфику этого метода применительно к работе с пассажным инструментом. В данном случае сигналом является разность фототоков на выходах фотоумножителей, представляющая собой периодическую функцию, длина периода которой зависит от δ звезды и может быть вычислена заранее. Форма кривой на протяжении периода с высокой точностью представляется трапецией с синусоидальными сторонами [2].

Параметры синусоидальных фронтов трапеции зависят от формы и размеров изображения звезды на решетке и, вообще говоря, неизвестны. Такими параметрами являются амплитуда, частота и фаза синусоиды.

Таким образом, мы приходим к необходимости измерения кривой минимум на трех участках. Для уменьшения ошибок при определении фазы кривой нужно стремиться расположить эти участки в области наибольшей крутизны. Изложенным соотношениям удовлетворяет следующая схема измерений.

Регистрируемый сигнал поступает на электронный коммутатор, период работы которого совпадает с точностью до 10^{-2} с периодом сигнала. Коммутатор имеет 16 выходов, 8 из которых подключены к четырем реверсивным накопителям. Начальная фаза выбирается такой, что время положительного фронта совпадает с работой накопителей на сложение, а отрицательно — на вычитание. Плоская вершина не регистрируется в виду ее малой информативности.

Этот способ приемлем, если длительность фронтов не меньше половины периода.

Для того чтобы найти все характеристики фронтов (амплитуду, фазу и частоту), достаточно информации о содержимом трех накопителей. При этом понадобится решить систему трех тригонометрических уравнений, которые сводятся к алгебраическим. Эти уравнения громоздки для ручного счета, но задача упрощается, если использовать содержимое четвертого накопителя. Избыточная информация позволяет решить систему в тригонометрическом виде и дает возможность для контроля.

Так, если в качестве уравнения фронта принять $f(t) = A \sin(\omega t + \varphi)$,

где A — амплитуда, ω — частота, φ — фаза некоторой синусоиды, то, выполняя операции интегрирования, имитирующие работу накопителей, получим

$$i_4 + i_1 = \frac{2A}{\omega} \sin \omega\tau (2 \cos \omega\tau - 1) \sin \varphi,$$

$$i_4 - i_1 = \frac{2A}{\omega} (\cos \omega\tau - \cos 2\omega\tau) \cos \varphi,$$

$$i_3 + i_2 = \frac{2A}{\omega} \sin \omega\tau \sin \varphi,$$

$$i_3 - i_2 = \frac{2A}{\omega} (1 - \cos \omega\tau) \cos \varphi,$$

где τ — промежуток времени между двумя соседними моментами переключения коммутатора, i_1, i_2, i_3, i_4 — показания накопителей.

Одним из решений системы является

$$\cos \omega\tau = \frac{1}{2} \left(\frac{i_4 + i_1}{i_3 + i_2} + 1 \right),$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{(1 - \cos \omega\tau)}{\sin \omega\tau} \cdot \frac{i_3 + i_2}{i_3 - i_2}.$$

Более оптимальное решение для φ дает вероятностный подход, но он приводит к существенным усложнениям. Несовпадение длительности периода переключения коммутатора с периодом кривой легко учитывается, так как эта разность известна с достаточно высокой точностью.

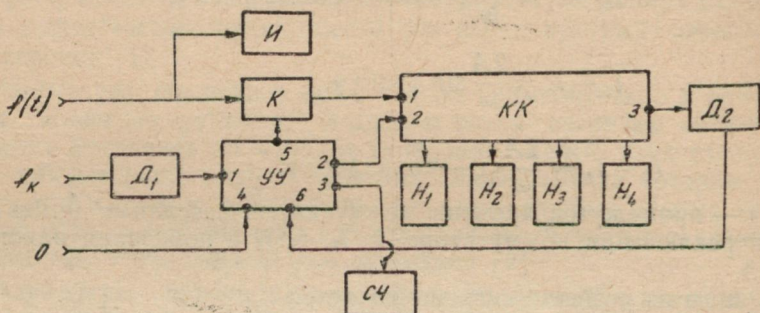
В случае несинусоидального сигнала необходимо провести работу по подбору эмпирической формулы для функции $f(t)$.

Изложенная схема измерений легла в основу разработки синхронного детектора, описание которого приводится ниже.

Синхронный детектор (СД) работает параллельно прежней установке регистрации, описанной в [3], не нарушая ее работу. Для этого достаточно использовать выходы импульсных усилителей ФЭУ. Непосредственно во время наблюдений синхронный детектор не используется, а сигнал вместе с метками времени запоминается на магнитной ленте. В качестве запоминающего устройства используется установка, описанная в [4], с добавлением делителей и блока формирования разностного сигнала. Этот блок производит сложение сигнала одного из ФЭУ с некоторой константой и вычитает из этой суммы сигнал второго фотумножителя, что дает возможность записать на одной дорожке информацию от двух ФЭУ, сохранив вторую для меток време-

ни. В качестве меток времени используется синусоида с частотой 2 кГц от кварцевых часов. Включение — выключение записи на магнитную ленту происходит в момент прихода секундного импульса от часов через разрешающую цепь. Разрешение включается наблюдателем. Этот же момент отмечается на печатающем хронографе.

Принципиально возможен вариант и без промежуточной записи.



си, при котором сигнал направляется непосредственно на синхронный накопитель.

В качестве аргументов в пользу применения запоминающего устройства можно привести следующее:

1. Появляется возможность обойтись одним наблюдателем, не отвлекая существенно его внимание на работу регистратора.

2. Повышается надежность, так как во время наблюдений работает только малая часть комплекса.

3. Запоминающее устройство позволяет многократно изучать записанную информацию в разных масштабах времени.

Рассмотрим устройство и работу синхронного детектора, блок-схема которого изображена на рисунке.

Он состоит из двух делителей с переменным коэффициентом деления (D_1 , D_2). Коэффициент деления устанавливается вручную. Для первого делителя он зависит от склонения звезды и вычисляется заранее, а для второго — от количества зарегистрированных периодов кривой фототока. Кроме того, D_2 вырабатывает сигнал, переключающий вход 1 устройства управления (УУ) с выхода 2 на выход 3. Обратную задачу выполняет оператор с разрешающего входа 4. Эта операция осуществляется синхронно с приходом импульса на вход 1. В этот же момент с выхода 5 поступает открывающее напряжение на клапан К.

Кольцевой коммутатор (КК) содержит четыре триггера и неполный дешифратор на четыре выхода.

Коммутируемый сигнал поступает на вход 1, со входа 2 происходит изменение его состояния. Каждый 16-й импульс со входа

да 2 передается на выход 3 коммутатора. Таким образом, делитель D_2 считает число оборотов коммутатора.

Электромеханический счетчик (СЧ) служит для отсчета интервала от момента включения запоминающего устройства, отмеченного на печатающем хронографе, до момента включения оператором накопителей (H_1, H_2, H_3, H_4). Каждый накопитель состоит из электронного реверсивного счетчика на 8 триггерах и реверсивного шагового мотора МШР.

Индикатор I имеет в своем составе детектор импульсов со стрелочным индикатором и выходом на осциллограф с большим временем послесвечения.

Работа схемы происходит следующим образом. Для каждой звезды оператором задаются коэффициенты деления для D_1 и D_2 . До включения запоминающего устройства на считывание все триггеры устанавливаются в начальное положение. Через некоторое время после включения ЗУ на входы $f(t)$ и f_k начинают поступать сигналы. На первый — разностный сигнал от ФЭУ, на второй — метки времени 2 кГц. УУ направляет импульсы с делителя D_1 на счетчик СЧ, а так как в исходном положении клапан K закрыт, то сигнал со входа $f(t)$ поступает только на индикатор I . Оператор, наблюдая кривую фототока на индикаторе, посылает сигнал по управляющей цепи 4 УУ в момент начала фронта (не обязательно первого). Приходящий после этого импульс с делителя D_2 через выход 5 открывает клапан K и переводит сигналы с выхода 3 на выход 2 УУ. Таким образом, на СЧ фиксируется длина промежутка времени между моментом включения ЗУ, отмеченном на печатающем хронографе, и началом синхронного детектирования. Отметка на печатающем хронографе всегда совпадает с началом секунды, что дает возможность все моменты фиксировать с точностью до $5 \cdot 10^{-4}$ сек (опорная частота 2 кГц). Кольцевой коммутатор направляет входной сигнал поочередно на накопители и реверсирует их работу в нужный момент. С наполнением делителя D_2 (максимальный коэффициент деления 8) на УУ поступает сигнал по входу 6, который закрывает клапан K и направляет импульсы со входа 1 на выход 3. Пока СЧ отсчитывает время между выключением и новым включением сигнала на кольцевой коммутатор (после переключки инструмента), оператор производит снятие показаний накопителей. Начало детектирования записи после переключки также выбирается оператором и все процессы повторяются. Перед обработкой следующей звезды ЗУ останавливается и производятся новые начальные установки на СД.

В настоящее время все устройство смонтировано и проходит испытания.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Потапов и др. ПТЭ, 1968, № 5, 6. Изд-во «Наука».
2. Н. Н. Павлов. Труды ГАО, серия II, т. 59. Ленинградское изд-во, 1946.
3. А. Д. Егоров. Вестник ХГУ, серия астрон., № 34, вып. 4. Изд-во Харьковск. ун-та, 1968.
4. А. Д. Егоров. Вестник ХГУ, серия астрон., № 35, вып. 4. Изд-во Харьковск. ун-та, 1969.

Поступила 15 января 1970 г.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Н. П. Барабашов. О причинах различия в распределении яркости на дисках Луны и Марса при фазах, близких к нулю	3
Н. П. Барабашов. О способах определения фактора гладкости поверхностей планет	13
В. С. Цветкова. Результаты измерения люминесценции лунной поверхности в линиях H и K Ca II	20
В. С. Цветкова. Выбор опорного объекта в задаче измерения люминесценции в контурах фраунгоферовых линий	37
М. Ф. Ходячих. О вертикальной структуре атмосферы Юпитера	52
М. Ф. Ходячих. Фотоэлектрические наблюдения Юпитера	60
П. П. Павленко. Исследование прибора КИМ-3	63
А. Д. Егоров. О синхронном накоплении сигнала при наблюдениях на фотоэлектрическом пассажном инструменте	84

Редактор Л. Ф. Кизилова
 Техредактор Л. Е. Мокроусова
 Корректор В. И. Цатурова

Сдано в набор 12.X 1970 г. Подписано к печати 12/III 1971 г. БЦ 50038.
 Формат 60×90¹/₁₆. Объем: 5,5 физ. печ. л., 5,5 усл. печ. л., 5,6 уч.-изд. л.
 Заказ 3535. Тираж 500. Цена 56 коп.

Харьковская типография № 16 Областного управления по печати.
 Харьков, Университетская, 16.