

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ
ВО ВРЕМЯ ЗАТМЕНИЙ*В. С. Опрятова*

В настоящее время вопрос о существовании люминесценции лунной поверхности можно считать решенным положительно. В самом деле, если предположить, что условия формирования лунной поверхности не препятствовали образованию веществ, способных люминесцировать, то люминесценция Луны, вследствие отсутствия на ней атмосферы, представляется вполне закономерным явлением. Существует ряд работ, подтверждающих факт люминесценции лунной поверхности под действием корпускулярного и ультрафиолетового излучения Солнца [1—9].

Что же касается возбуждающих люминесценцию агентов, то ими, по-видимому, следует считать как корпускулярную, так и ультрафиолетовую радиацию Солнца. Некоторые авторы [6, 7] склоняются к мнению, что в отдельности эти компоненты не могут дать наблюдаемых «вспышек» люминесценции. Оценка возможной интенсивности возбуждающей корпускулярной радиации по наблюдаемым интенсивностям полос люминесценции производилась несколькими авторами [2, 3, 5]. Полученные ими оценки плотности корпускулярных потоков, вообще говоря, не расходятся с принятыми моделями межпланетной среды. Однако сомнительно, чтобы Луна была настолько хорошим люминофором, как это принималось при подсчетах. Действительно, энергетический выход люминесценции при корпускулярном возбуждении для специально изготовленных «чистых» лабораторных люминофоров обычно не превышает 10%, и предполагать такое значение выхода для поверхности Луны вряд ли правомерно, тем более, что длительное воздействие космических факторов должно было бы привести к «выгоранию» лунных люминофоров, т. е. к снижению энергетического выхода. Метеоритная бомбардировка как бы мешает процессу старения люминофоров, но трудно сказать, каков удельный вес каждого из этих факторов. Не обоснованным представляется также допущение, что доля люминесцирующих пород составляет по площади 50%.

Если бы в работах [2, 3, 5] в качестве исходных данных были приняты более реальные значения энергетического выхода и относительной площади люминофоров, интенсивность возбуждающей радиации получалась бы по крайней мере на порядок большей и приписать ее только корпускулярному излучению Солнца было бы натяжкой.

Некоторые авторы [17] приходят к выводу, что ни корпускулярная, ни коротковолновая радиация Солнца не объясняют наблюдавшегося красного свечения в Аристархе и вспышки люминесценции близ Кеплера [5]. В качестве объяснения этого они предлагают либо механизм фокусировки частиц геомагнитным полем вблизи полнолуния, либо вулканическую активность, либо накопление энергии с последующим стимулированным высвечиванием.

Для подобных феноменов такие объяснения вполне возможны. Однако наибольший интерес с точки зрения физики лунной люминес-

ценции представляют ее оценки Дюбуа [1] и Грейнджером [4]. Для такой люминесценции оказывается достаточно суммы энергии корпускулярной и коротковолновой радиации Солнца. В дальнейшем мы будем исходить из предположения, что все участки лунной поверхности способны слабо люминесцировать, согласно оценкам [1, 4].

Еще одну оговорку необходимо сделать относительно возможного механизма высвечивания. В настоящее время нет оснований отдать предпочтение одному из двух механизмов — флуоресценции и фосфоресценции; вполне возможно, что они оба существуют параллельно.

Ясно, что единственно пригодную для физической интерпретации информацию о лунной люминесценции можно получить лишь из комплекса наблюдений этого явления при различных фазах Луны. Понятно также, насколько трудно получить такой материал. Только этим, вероятно, и объясняется почти полное отсутствие сведений о характере «фазовой зависимости» люминесценции.

Вопрос о возможной зависимости люминесценции от угла фазы, вернее от условий освещения данного участка Луны, очень сложен, так как суммарный эффект определяется многими факторами, но можно попытаться понять роль каждого фактора в отдельности и затем наметить направление экспериментов. Такая конкретная постановка задачи значительно облегчит ее решение.

Как известно [10], излучение люминесценции изотропно; следовательно, если микроструктура люминофора не отличается от микроструктуры лунной поверхности и люминесцируют только освещенные элементы последней, фазовая зависимость люминесценции, при отсутствии других факторов, должна повторять зависимость яркости деталей от угла фазы. Однако существует ряд эффектов, усложняющих эту зависимость.

1. Микроструктура люминофора может отличаться от микроструктуры поверхности Луны, в частности, как указывалось в [2], люминофор может располагаться на дне неровностей, составляющих микрорельеф лунной поверхности. Такое предположение оказывается тем более оправданным, что учитывает различие эффекта «выгорания» люминофора под действием космических факторов, — эффект этот больший на подвергавшихся более длительному облучению частях неровностей. Можно указать еще одну возможную причину искажения распределения яркости по диску Луны люминесценцией. Люминесцировать могут не только освещенные элементы поверхности, но и находящиеся в тени.

2. Возможно утомление лунных люминофоров в течение лунного дня, которое проявится в уменьшении энергетического выхода по направлению к вечернему терминатору. При этом одна и та же область будет обладать различной люминесценцией при одинаковых по величине, но противоположных по знаку углах падения, т. е. у вечернего и утреннего терминатора.

3. На фазовую зависимость люминесценции, бесспорно, большое влияние должно оказывать изменение температуры участка лунной поверхности в течение лунации. Поведение большого числа люминофоров при различных температурах хорошо изучено [11, 12]. Наблюдается значительное разнообразие температурных зависимостей интенсивности люминесценции. Однако можно выделить некоторые общие закономерности. Известно, что в люминофоре, предварительно облученном при некоторой температуре T_0 , по мере повышения температуры последовательно опустошаются электронные ловушки. При каждой температуре T интенсивность термолюминесценции обусловлена теми ловушками, время жизни которых при этой температуре имеет порядок секунды или доли секунды. Для ловушек определенной глубины интенсивность термолюминесценции I_t

усиливается с ростом температуры, достигает максимума при температуре термолюминесценции T_t , затем вновь падает. Эта зависимость описывается следующей формулой:

$$I_t(T) = n_0 s e^{-\frac{E}{kT}} \exp \left[- \int_{T_0}^T s e^{-\frac{E}{kT}} \frac{dT}{\beta} \right], \quad (11)$$

где n_0 — число ловушек, заполненных к началу нагревания;

s — некоторая константа;

E — глубина ловушки;

T_0 — начальная температура;

β — скорость нагрева.

Если люминофор имеет несколько ловушек различной глубины, интенсивность термолюминесценции будет иметь несколько максимумов, располагающихся при температурах термолюминесценции соответствующих ловушек. Общий постепенный спад кривой $I_t(T)$ объясняется тем, что с повышением температуры растет вероятность безызлучательных переходов — происходит так называемое температурное гашение люминесценции [11, 12].

Это явление также может привести к различию в люминесцентных свойствах одной и той же детали в моменты, симметричные относительно местного лунного полдня. В самом деле, вполне возможно накопление люминофором в течение лунной ночи некоторой энергии (источником может быть космическое излучение, солнечные корпускулярные потоки, рассеянные на неоднородностях магнитного поля, радиоактивность лунных пород и т. д.). Если время жизни соответствующих электронных ловушек при низких температурах ночной стороны Луны велико, запасенная светосумма будет сохраняться до восхода Солнца и затем по мере повышения температуры высвобождаться.¹

Возможно, на лунной поверхности не достигаются температуры, способные вызвать начало гашения люминесценции или же полное опустошение определенных электронных ловушек; тогда максимальная люминесценция будет наблюдаться в лунный полдень.

Все сказанное позволяет заключить, что при наблюдениях с целью обнаружения и измерения люминесценции лунной поверхности особое внимание следует уделять поведению какого-либо избранного участка в моменты, симметричные относительно местного лунного полдня.

Пригодными, по-видимому, являются все используемые для поисков люминесценции методы, однако наиболее удобен и прост, пожалуй, метод фотометрии Луны с узкополосными светофильтрами — исследование распределения яркости по диску и показателя цвета в близких участках спектра при различных фазах и т. п.

Как известно, наиболее благоприятны условия для обнаружения люминесценции во время лунных затмений. Согласно Линку [8], наилучшим образом люминесценция проявится в полутени. Имеется ряд работ, свидетельствующих об избытке освещенности в полутени по сравнению с расчетной, например [8, 9]. Избыток света во многих случаях наблюдался и в полной тени [8], причем чаще — во второй половине затмения.

Мы попытались обнаружить люминесценцию во время полного лунного затмения 24—25 июня 1964 года. На менисковом телескопе АЗТ-7 Харьковской астрономической обсерватории со спектрографом АСП-9 (дисперсия $145 \text{ \AA}/\text{мм}$ у H_γ) был получен ряд спектрограмм кратера Ари-

¹ Подобный механизм люминесценции рассмотрен в работе [18], вышедшей вскоре после того, как была написана настоящая статья.

старх и цирка Платон с их окрестностями. Использовались фотопластинки Agfarpress, экспозиции составляли от 40 сек до 3 мин.

Ниже приводятся моменты экспозиций по декретному времени для обеих деталей и соответствующие расстояния от края тени γ .

Аристарх		Платон	
0 ^h 52 ^m — до затмения		0 ^h 56 ^m — до затмения	
1 ^h 06 ^m — »	»	1 ^h 01 ^m — »	»
1 ^h 57 ^m	$\gamma = 11'$	2 ^h 07 ^m	$\gamma = 16'$
2 ^h 02 ^m	$\gamma = 9'$	2 ^h 10 ^m	$\gamma = 14'$

Результаты фотометрии в непрерывном спектре приведены на рис. 1 и 2. На рис. 1 по оси абсцисс отложены длины волн (в Å), по оси ординат — логарифмы отношений яркости I_λ детали при определенной фазе затмения к яркости I_λ^0 той же детали в полнолуние для участков вблизи Аристарха и Платона.

Кривые 1—3 представляют такие величины для Аристарха, соответствующие моменты времени указаны; кривые 4—6 относятся к светлomu лучу у Аристарха, моменты те же. Наконец, кривые 7—9 и 10—12 относятся соответственно к южному валу и дну Платона. Моменты приведены. Как известно, величина $\delta = -\lg \frac{I_\lambda}{I_\lambda^0}$ представляет собой оптическую толщину тени (или полутени) для лунных затмений. Но поскольку в данной работе не ставилась цель определения оптических параметров земной атмосферы, абсолютную привязку к полнолунию мы не производили. Поэтому указанная величина $\lg \frac{I_\lambda}{I_\lambda^0}$ лишь пропорциональна опти-

ческой толщине тени δ для каждой длины волны, а кривые 1—12 представляют зависимость δ от длины волны в относительных единицах.

Рассмотрим теперь кривые рис. 3 и 4. По оси ординат отложены логарифмы отношения яркости I_λ^{-1} одной детали к яркости соседней, I_λ^2 , для одного и того же момента времени. Вследствие близости сравниваемых участков (расстояние между ними не превышает 15") изменение условий освещения в ходе затмения для них примерно одинаково, и кривые 13—21 показывают изменение спектральной отражательной способности одной детали по отношению к другой в зависимости от фазы затмения. Кривые 13 и 14 характеризуют сравнительную спектральную отражательную способность Аристарха и тянувшегося от него к юго-востоку яркого луча в два близких момента времени до вступления этих деталей в полутень. Естественно предположить, что за время порядка 5 мин существенных изменений в спектральных свойствах этих деталей не должно было произойти, поэтому поведение кривых 13 и 14 может дать некоторое представление о погрешностях обработки материала. Аналогичные кривые 17, 18 для дна и вала Платона обнаруживают значительно меньшее расхождение.

Наконец, рис. 5 также дает представление об ошибках обработки. На этом рисунке приведены сравнительные спектральные характеристики кратера Аристарх и дна кратера Платон. Они позволяют утверждать, что поведение кривой 15 рис. 3 нельзя объяснить только погрешностями измерений, тем более, что при фотографировании, калибровке, проявлении и дальнейшей обработке материала соблюдались все необходимые правила. По-видимому, спектральные свойства одной из сравниваемых деталей (а возможно, и обеих) менялись в зависимости от изменения условий освещения в ходе затмения. Единственной причиной, способной вызвать изменение спектральных свойств при меняющихся условиях освеще-

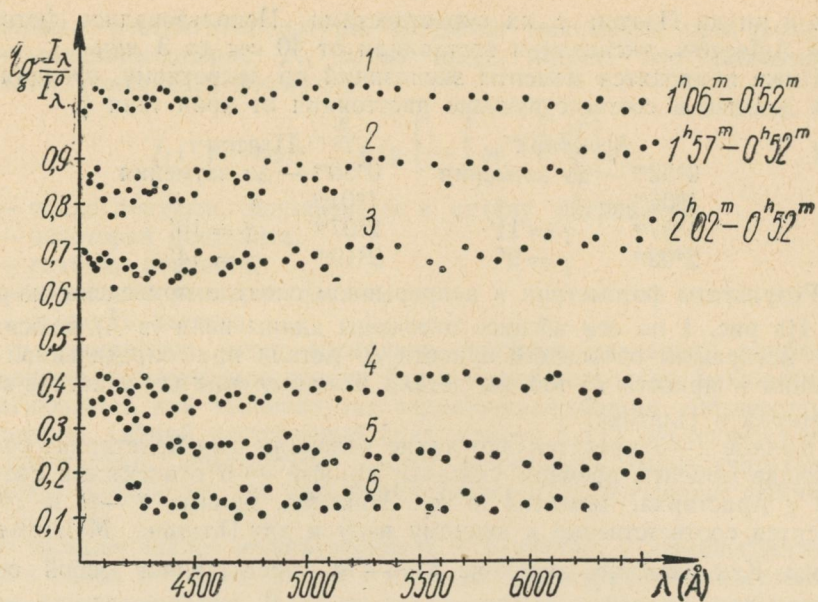


Рис. 1

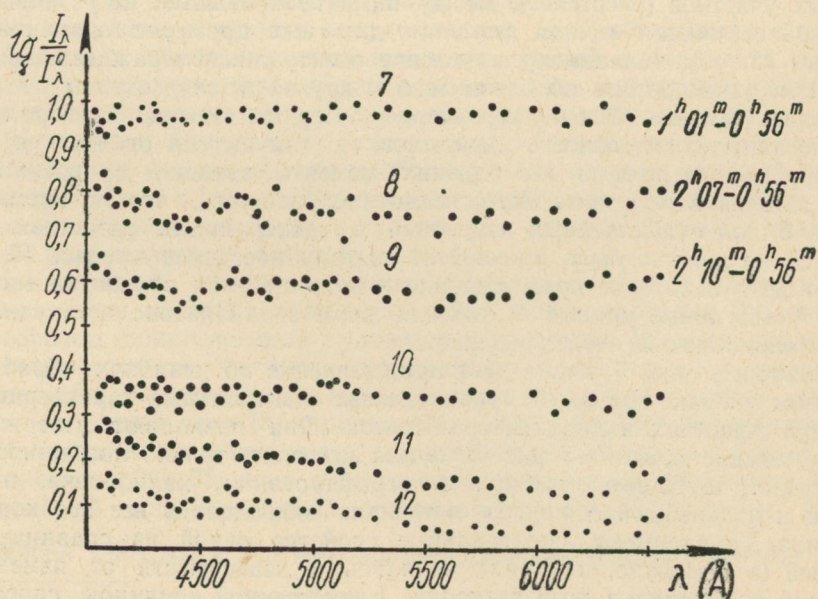


Рис. 2

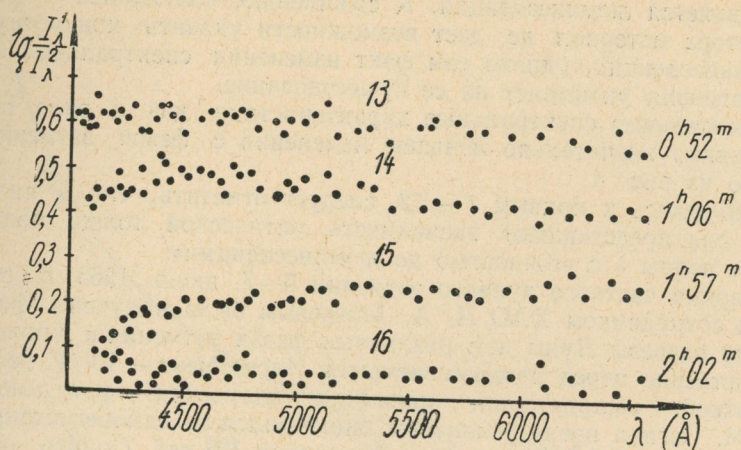


Рис. 3

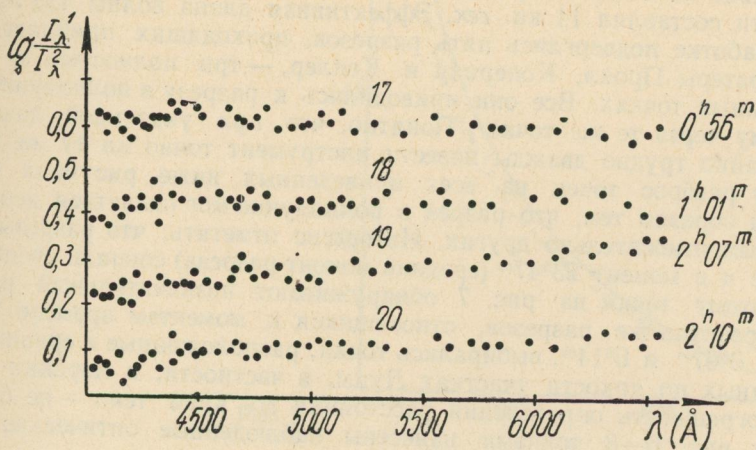


Рис. 4

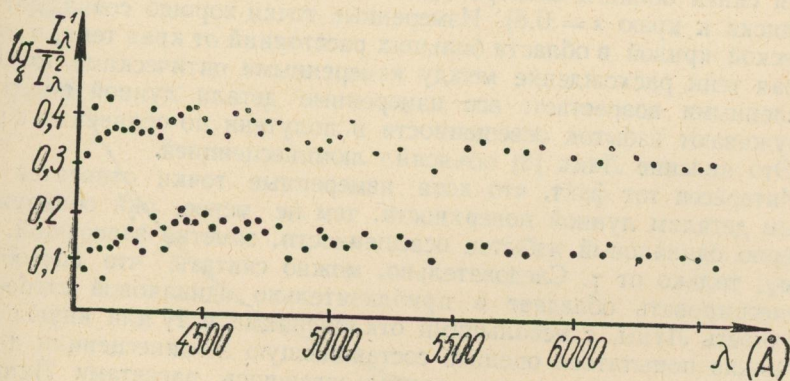


Рис. 5

щения, является люминесценция. К сожалению, имеющийся в распоряжении автора материал не дает возможности указать конкретную полосу люминесценции, однако сам факт изменения спектральных свойств в ходе затмения указывает на ее существование.

Относительные спектральные характеристики дна и вала Платона обнаруживают значительно меньшие изменения с фазой затмения, как это видно из рис. 4.

Возвращаясь к кривым 1—12, следует отметить, что, в силу сказанного, они представляют зависимость оптической толщи полутени δ от длины волны λ с «точностью до люминесценции».

Во время частного лунного затмения 6—7 июля 1963 г. старшим научным сотрудником ХАО Л. А. Акимовым были получены фотоэлектрические разрезы Луны при различных фазах затмения и в полнолуние непосредственно перед началом затмения. Инструмент — $10\frac{1}{4}$ " рефлексор Харьковской обсерватории, приемник излучения — фотоумножитель ФЭУ-19М. Сигнал после усилителя записывался на саморегистрирующем потенциометре ЭПП-09 с постоянной времени 1,5 сек. Прибор описан в работе [17].

Разрезы производились при остановленном часовом механизме приблизительно за 2 мин. Вырезаемый диафрагмой участок на лунной поверхности составлял 14 кв. сек. Эффективная длина волны 430 $m\mu$.

Обработке подверглись пять разрезов, проходящих приблизительно через кратеры Прокл, Коперник и Кеплер, — три полностью и два — в избранных точках. Все они приводились к разрезу в полнолуние, проходящему через те же точки. Понятно, что при указанной диафрагме чрезвычайно трудно дважды навести инструмент точно на ту же деталь. Поэтому разброс точек на всех приведенных ниже рисунках вызван главным образом тем, что разрез в полнолуние мог оказаться несколько сдвинутым относительно других. Интересно отметить, что разрезы в полнолуние и в момент 23^h47^m (средний момент разреза) совпали очень хорошо, поэтому точки на рис. 7 обнаруживают незначительный разброс. При обработке же разрезов, относящихся к моментам времени 23^h37^m , 23^h47^m , 0^h07^m и 0^h14^m , выбирались точки, расположенные в сравнительно однородных по яркости участках Луны, в частности, в морских областях. Погрешность определения расстояния до края тени — не более 5".

На рис. 6—8 точками нанесены наблюдаемые оптические толщи $\lg \frac{I_0}{I}$ в зависимости от расстояния до края тени (в секундах дуги). Для сравнения рядом приведена теоретическая кривая, рассчитанная Линком [8] для синей области спектра (постоянная закона потемнения солнечного диска к краю $x = 0,8$). Измеренные точки хорошо совпадают с теоретической кривой в области больших расстояний от края тени, в сторону же края тени расхождение между измеренными оптическими толщами и вычисленными возрастает: все измеренные детали лунной поверхности обнаруживают избыток освещенности в полутени по сравнению с расчетной. Это явление Линк [8] объяснил люминесценцией.

Интересен тот факт, что хотя измеренные точки относятся к различным деталям лунной поверхности, тем не менее, они обнаруживают примерно одинаковый избыток освещенности, заметно зависящий, по-видимому, только от γ . Следовательно, можно считать, что способностью люминесцировать обладает в приблизительно одинаковой степени вся поверхность Луны, с небольшими отклонениями в ту или иную сторону.

Можно попытаться оценить составляющую люминесценции для наблюдений в полутени и затем, воспользовавшись расчетами Линка [8], привести эти значения к полнолунию. Для $\gamma = 300''$ разность наблюден-

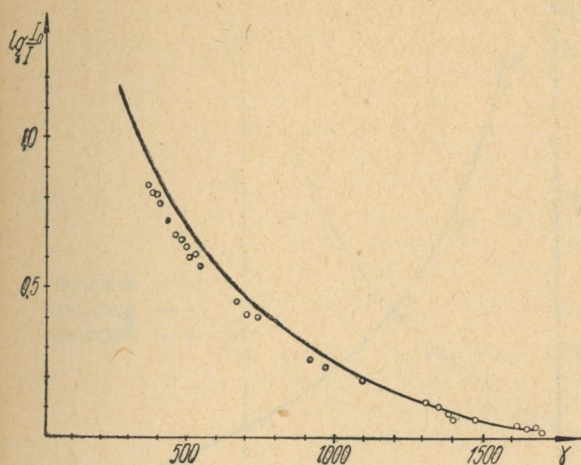


Рис. 6

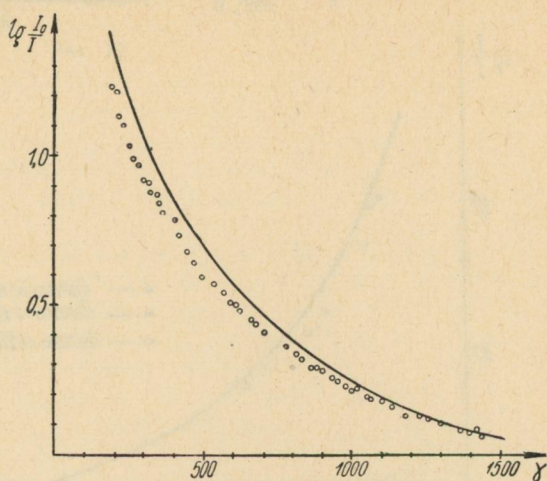


Рис. 7

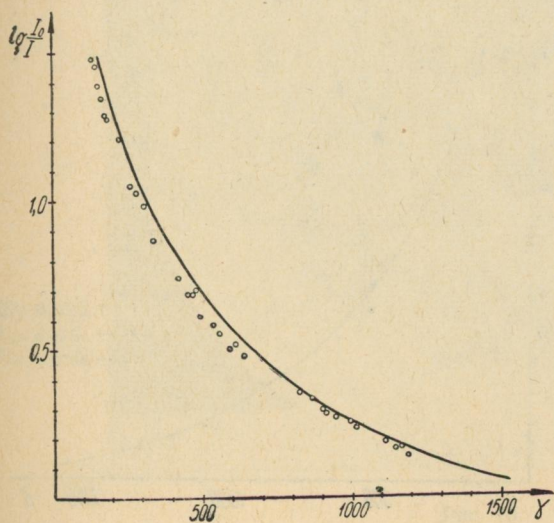


Рис. 8

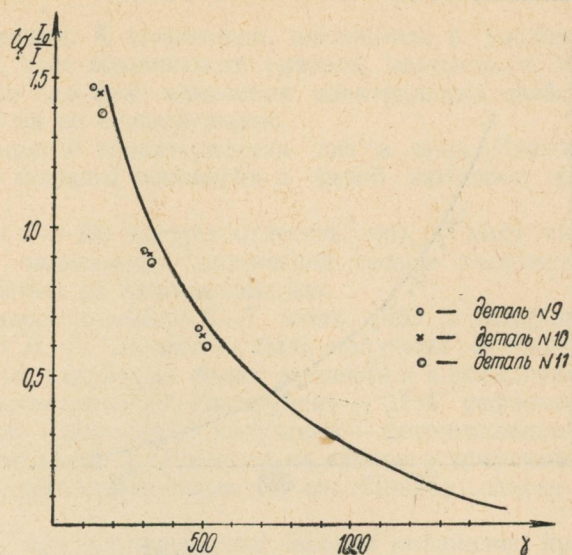


Рис. 9

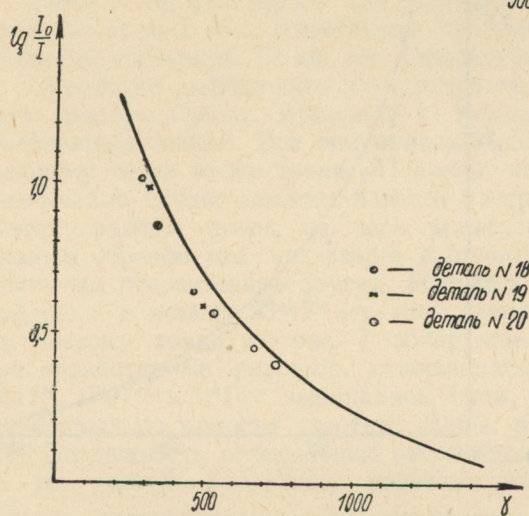


Рис. 10

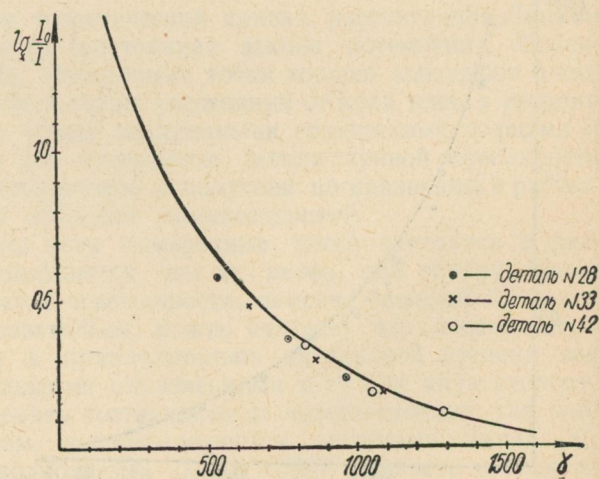


Рис. 11

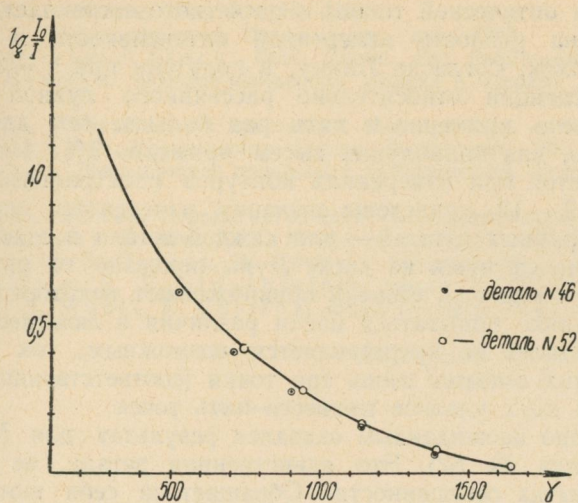


Рис. 12

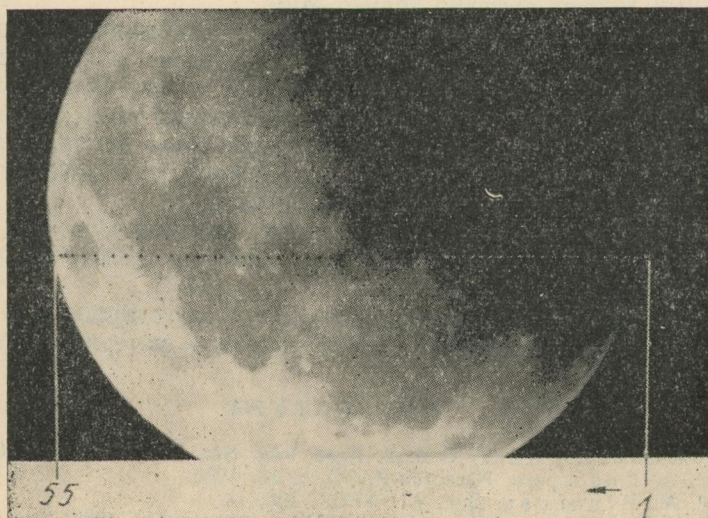


Рис. 13

ного значения оптической толщи и расчетного составляет примерно 0,1. В пересчете на разность измеренной интенсивности и расчетной это составит 25—26%. Согласно Линку, в полутени при $\gamma = 300''$ составляющая люминесценции относительно рассеянного лунной поверхностью солнечного света примерно в пять раз больше, чем для полнолуния. Следовательно, для полнолуния имеем примерно 5%. Именно это значение получается при измерениях контуров спектральных линий [4, 1].

На рис. 9—12 приведены значения измеренных оптических толщ для ряда избранных деталей — для каждой детали в отдельности. Положение измеренных точек на диске Луны показано на рис. 13. Все они в большей или меньшей степени обнаруживают некоторый избыток освещенности. Однако попытаться найти различия в люминесцентных свойствах этих деталей не представляется возможным, так как для большинства из них имеются лишь три точки (соответственно три разреза), и только для двух удалось привести пять точек.

Совершенно неожиданным оказался результат для Моря Кризисов (рис. 12, деталь № 52). Это единственная деталь, не обнаружившая никакого избытка освещенности. Обращает на себя внимание хорошее совпадение наблюдаемых точек с теоретической кривой. Причина этого явления пока неясна.

Поправка за поглощение в атмосфере вводилась следующим образом. На основании ряда наблюдений звезд с данным фотометром была получена некоторая усредненная кривая зависимости поглощения в атмосфере от зенитного расстояния. Абсолютные значения коэффициента прозрачности не определялись, указанная кривая была приведена к единице при $z = 0$.

При наблюдении затмения прозрачность атмосферы контролировалась по звезде ξ Orh. Оказалось, что за время наблюдений прозрачность оставалась постоянной, поэтому поправку за поглощение можно было ввести, воспользовавшись вышеупомянутой усредненной кривой.

Возможным источником ошибок при наблюдениях затмения является, как известно, рассеяние света в атмосфере и инструменте. При обработке материалов наблюдения затмения этот фактор не был учтен. Однако маловероятно, что такое значительное расхождение экспериментальных и расчетных данных вызвано только этим.

Другой причиной, способной привести к заниженным оценкам измеренной оптической толщи, может быть следующее обстоятельство. Согласно [16], яркость точек при приближении к истинному полнолунию сильно возрастает. При определении же оптических толщ значения яркости лунных деталей относят к полнолунию, фаза которого обычно не превышает $1^\circ, 5$. Это может привести к кажущемуся избытку освещенности в несколько десятых звездной величины.

Последующая обработка оставшихся фотоэлектрических разрезов через другие области Луны, возможно, позволит сделать более определенные выводы.

В заключение автор выражает глубокую благодарность ст. научному сотруднику Л. А. Акимову за предоставленный материал и постоянную помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Dubois. Rozprawy Ceskosl. Acad Věd. Sér. Sci. Nat., 1959, 69/6.
2. Н. А. Козырев. Известия КрАО, т. 16, 1956.
3. М. М. Миронова. Доп. АН УРСР, 1965, 4.
4. J. F. Grainger. Astron. Contrib. Univ. manchester, 1963, Ser. 3, № 4.
5. Z. Kopal, T. Rackham. Circ. Union Astron. Internat., 1964, 23, № 1854.
6. A. G. W. Cameron. Nature, 1964, 202, № 4934.

7. J. E. Geake. Nature, 1964, 204, № 4961.
8. Ф. Линк. Лунные затмения. Изд-во иностр. лит., 1962.
9. W. Sanduleak, J. Stock. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1965, 77, № 457.
10. В. Л. Левшин. Фотолюминесценция жидких и твердых веществ. Гостехиздат, 1951.
11. Д. Кюри. Люминесценция кристаллов. Изд-во иностр. лит., 1961.
12. А. В. Москвин. Катодолюминесценция. Гостехиздат, 1948.
13. Е. Паркер. Динамические процессы в межпланетной среде. Изд-во «Мир», 1965.
14. С. Б. Пикельнер. Основы космической электродинамики, Физматгиз, 1961.
15. Л. А. Акимов. Вестник ХГУ, № 4, серия astron., вып. 1, 1965.
16. T. Gehrels, T. Gofeen, D. Owings. Astron. Journ., v. 69, № 10, 1964.
17. E. J. Flamm, R. E. Lingenfelter. Nature, v. 205, № 4978, 1965.
18. I. Ney, N. Woolf, R. Collins. Journ. Geophys. Res., v. 71, № 7, 1966.

Поступила 15 сентября 1966 г.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ ФОТОМЕТРИИ ЛУНЫ В ИНФРАКРАСНОЙ И УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТЯХ СПЕКТРА

Н. Н. Евсюков

В настоящей работе мы сравнивали распределения яркости по диску Луны в ультрафиолете ($370m_{\mu}$) и в инфракрасной ($1000m_{\mu}$) области спектра. Исследовались пары снимков, полученные при фазах: $-3^{\circ},9$, $95^{\circ},5$ и 110° .

Абсолютная стандартизация пластинок в ультрафиолете проводилась по внефокальным изображениям звезд. В инфракрасной области вследствие низкой чувствительности пластинок и слабых световых потоков от звезд такая стандартизация не удастся. Привязки к Солнцу не осуществлялись вследствие того, что за период времени, прошедший между фотографированием Луны и Солнца, прозрачность атмосферы и еще больше чувствительность пластинок, очувствленных перед фотографированием, могли сильно измениться. Инфракрасные пластинки экспонировались и проявлялись в течение нескольких часов после гиперсенсibilизации.

При фазе $-3^{\circ},9$ измерялись примерно 170 точек, при фазах $95^{\circ},5$ и 110° — около 100 точек. Вблизи лимба и терминатора делалось несколько фотометрических разрезов для более уверенного построения кривых изменения яркости.

Для каждой фазы и для каждой детали вычислялись специальные показатели цвета $c(\lambda) = 2^m,5 \lg \frac{B_{y. \phi}}{B_{и. к}}$, т. е. $m_{и. к} - m_{y. \phi}$. Было получено распределение этих величин по диску Луны в зависимости от селенографической долготы. Такая зависимость замечается для всех измеренных фаз.

Для каждой фазы получали усредненные величины $c_{cp}(\lambda)$. Усреднение велось по методу наименьших квадратов.

Дисперсия величин $c(\lambda)$ такова, что выявить более тонкие эффекты, чем те, которые описываются квадратичной зависимостью, не представляется возможным. Поэтому усреднение производилось по кривой второго порядка. Кроме того для $\alpha = -3^{\circ},9$ была замечена симметрия $c(\lambda)$ по отношению к центру диска. В этой фазе усреднение велось отдельно для положительных и отрицательных λ . На концах интервала λ ход кривой $c_{cp}(\lambda)$ проверялся вычислением среднего наклона ее по точкам, которые лежат вблизи этих концов. Ниже приведены усредненные зависимости для каждой фазы с учетом полученного альбеда в инфракрасной области.

1. $\alpha = -3^{\circ},9$;

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

$$c_{cp}(\lambda) = -0^m,889 - 0^m,017 \left(\frac{\lambda}{10^{\circ}} \right) + 0^m,0014 \left(\frac{\lambda}{10^{\circ}} \right)^2, 0^{\circ} < \lambda < 50^{\circ};$$

$$c_{cp}(\lambda) = -1^m,120 + 0^m,036 \left(\frac{\lambda}{10^{\circ}} \right), \lambda > 50^{\circ}.$$

1967

Доверительные интервалы для коэффициентов первого уравнения a_1 , a_2 , a_3 и дисперсии σ следующие:

$$\begin{aligned} -0^m,876 < a_1 < -0^m,820 & \text{при надежности } 0,9; \\ -0^m,044 < a_2 < -0^m,024 & \text{» » } 0,6; \\ +0^m,0033 < a_3 < +0^m,0057 & \text{» » } 0,6; \\ +0^m,080 < \sigma < +0^m,095 & \text{» » } 0,9 \end{aligned}$$

α

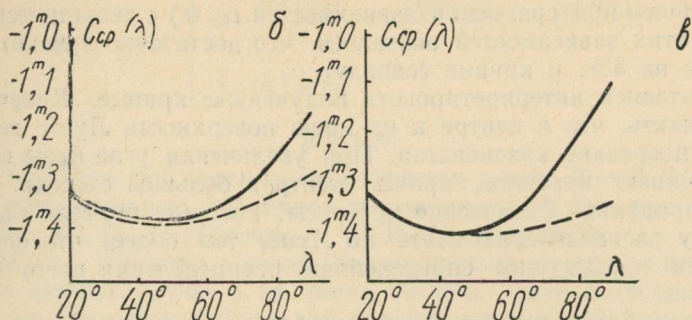
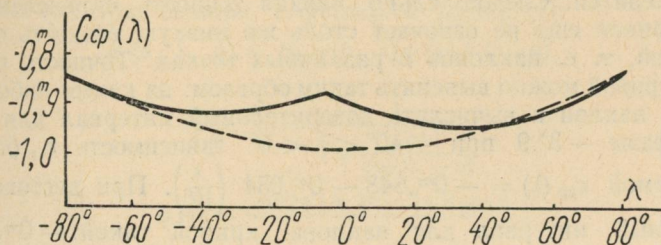


Рис. 1. Зависимость $c_{cp}(\lambda)$:

— — — теоретическая, — — — экспериментальная;
а) при $\alpha = -3^\circ$, б) при $\alpha = 95^\circ$, в) при $\alpha = 110^\circ$

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

2. $\lambda = 110^\circ$;

$$c_{cp}(\lambda) = -1^m,140 - 0^m,123 \left(\frac{\lambda}{10^\circ} \right) + 0^m,0145 \left(\frac{\lambda}{10^\circ} \right)^2, \quad 20^\circ < \lambda < 90^\circ.$$

Доверительные интервалы следующие:

$$\begin{aligned} -1^m,40 < a_1 < -0^m,88 & \text{при надежности } 0,9; \\ -0^m,180 < a_2 < -0^m,066 & \text{» » } 0,6; \\ +0^m,009 < a_3 < 0^m,020 & \text{» » } 0,6; \\ \sigma = 0^m,19. \end{aligned}$$

3. $\alpha = 95^\circ,5$;

$$c_{cp}(\lambda) = -0^m,830 - 0^m,200 \left(\frac{\lambda}{10^\circ} \right) + 0^m,0183 \left(\frac{\lambda}{10^\circ} \right)^2, \quad 50^\circ < \lambda < 90^\circ;$$

$$c_{cp}(\lambda) = -1^m,270 - 0^m,028 \left(\frac{\lambda}{10^\circ} \right), \quad 20^\circ < \lambda < 50^\circ.$$

Все эти зависимости изображены на рис. 1 сплошной линией.

Таким образом, для всей совокупности кривых точность определения коэффициентов при достоверности 0,9 составляет 40%. Однако сами по себе коэффициенты нас не интересуют, интересен лишь ход кривой. Доверительные интервалы для коэффициентов кривых означают следующее: изменяя любой из коэффициентов в пределах доверительного интервала, мы все равно можем соответствующим изменением других коэффициентов добиться хорошего соответствия средней кривой экспериментальным точкам, т. е. изменение одного из коэффициентов повлечет за собой изменение других, и усредненная зависимость лишь незначительно изменится. Следовательно, низкая точность определения коэффициентов кривой еще не означает столь же низкую точность определения хода кривой, т. е. наклонов в различных точках. Точность определения наклонов кривой можно выяснить таким образом: на каком-либо ее участке определить наклон и вычислить доверительный интервал для него. Так, для угла фазы $-3^\circ,9$ при $-40^\circ < \lambda < 0^\circ$ зависимость $c_{\text{ср}}(\lambda)$ представляется прямой $c_{\text{ср}}(\lambda) = -0^m,848 - 0^m,034 \left(\frac{\lambda}{10^\circ}\right)$. При достоверности 0,9 доверительный интервал для наклона кривой такой: $-0^m,042 < a_2 < -0^m,026$. Это значит, что точность определения наклонов не ниже 25%. В дальнейшем при сравнении зависимостей $c_{\text{ср}}(\lambda)$ с теоретической формулой для этих зависимостей оказалось, что достаточно изменить их коэффициенты на 5%, и кривые совпадут.

Попытаемся интерпретировать полученные кривые. Конечно, можно предположить, что в центре и на краю поверхность Луны зеленоватая, а где-то посередине красноватая. При увеличении угла фазы вся поверхность начинает краснеть, причем центр в большей степени, чем лимб. Трудно придумать физические процессы, которые привели бы к такому странному распределению цвета по Луне, тем более, что оно противоречит всем предыдущим определениям распределения цвета по поверхности Луны.

Гораздо более вероятной представляется следующая интерпретация полученных кривых.

Тот факт, что специальный показатель цвета зависит от селенографической долготы детали, указывает на различие фазовых кривых Луны в инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра. Это различие может вызываться несколькими причинами. Рассмотрим наиболее существенные.

1. Если размеры неровностей лунной поверхности сравнимы с длиной волны исследуемого излучения, то коэффициент шероховатости поверхностного слоя Луны изменится и изменит фазовую кривую. Наличие значительного пылевого слоя с размерами пылинок порядка нескольких микронов могло бы, в основных чертах, объяснить полученные закономерности.

Однако это предположение о толстом пылевом слое придется отбросить, так как после мягкой посадки на Луну советской автоматической станции «Луна-9» стало ясно, что фотометрические особенности Луны определяются неровностями порядка нескольких миллиметров или сантиметров. Тонкий же пылевой слой, покрывающий эти неровности, существенного изменения теневого эффекта не внесет. Следовательно, в области $0,3\mu - 1\mu$ такие неровности не могут дать изменения фазовой кривой.

2. Большее альbedo Луны в инфракрасной области и, следовательно, усиление роли вторичного рассеяния должно изменить фазовую кривую.

Формулу, приближенно описывающую распределение яркости по Луне при различных, но достаточно малых альbedo, можно получить из следующих соображений.

При яркостном факторе $\rho = 1$ принятая функция должна приближаться к закону Ламберта: $B = B_0 \cos i$. Как известно, зависимость яркости лунной площадки от угла отражения в основном определяется теневым эффектом. Следует ожидать, что при $\rho = 1$ рассеяние высших порядков будет стремиться уравнивать яркости освещенных и неосвещенных площадок. Поэтому яркость участка лунной поверхности приближенно можно считать не зависящей от угла отражения, т. е. ламбертовской.

В то же время при $\rho \ll 1$ распределение яркости, вычисленное теоретически, должно совпадать с распределением яркости по Луне в видимой области спектра, скажем, с функцией Хапке [1]:

$$B(\alpha, \lambda, g) = B_0 \varphi(\alpha, \lambda) \psi(\alpha) b(\alpha, g), \quad (1)$$

где

$$\varphi(\alpha, \lambda) = \frac{1}{1 + \frac{\cos \lambda}{\cos(\lambda - \alpha)}},$$

$$\psi(\alpha) = \frac{\sin |\alpha| + (\pi - |\alpha|) \cos \alpha}{\pi},$$

$$b(\alpha, g) = \begin{cases} 2 - \frac{tg |\alpha|}{2g} \left(1 - e^{\frac{-g}{tg |\alpha|}} \left(3 - e^{\frac{-g}{tg |\alpha|}} \right) \right), \\ 1, |\alpha| \geq \frac{\pi}{2} \end{cases}$$

$$g \approx 0,6.$$

В дальнейшем эта формула записывается в виде $B = B_0 B(\alpha, \lambda)$. При расчетах использовалось табличное выражение этой функции, приведенное в работе Н. П. Барабашова и В. И. Езерского [2].

Кроме того, функция должна монотонно изменяться при изменении ρ . Так как в данном случае ρ не очень велико, даже в области 1ρ оно, вероятно, не превышает 0,3, то для нахождения искомой функции можно воспользоваться малостью ρ :

$$B(\alpha, \lambda, \rho) = B(\alpha, \lambda, 0) + \rho \frac{dB(\alpha, \lambda, \rho)}{d\rho} \Big|_{\rho=0} + \rho^2 \frac{d^2 B(\alpha, \lambda, \rho)}{d\rho^2} \Big|_{\rho=0} + \dots \quad (2)$$

$\frac{dB(\alpha, \lambda, \rho)}{d\rho}$ приближенно можно вычислить таким образом:

$$\frac{dB(\alpha, \lambda, \rho)}{d\rho} \approx \frac{B(\alpha, \lambda, 1) - B(\alpha, \lambda, 0)}{1} = \cos i - B(\alpha, \lambda).$$

Так как искомая функция монотонная и ее первая производная не превышает 1, трудно ожидать, что вторая производная намного больше. Если учесть, что вторая производная входит в формулу, с малым сомножителем ρ^2 можно отбросить в формуле (2) третий и последующие члены. Окончательно имеем

$$B = B_0 B(\alpha, \lambda) \left[1 - \rho \left(1 - \frac{\cos i}{B(\alpha, \lambda)} \right) \right], \quad (3)$$

где i — угол падения солнечных лучей.

Средний яркостный фактор Луны в ультрафиолете вычислялся обычным способом. Он равен примерно 0,05. Используя (3), легко получить формулу для $c_{cp}(\lambda)$:

$$c_{cp}(\lambda) = 2^m,5 \lg \frac{B_{oy. \Phi}}{B_{он. к}} + 2^m,5 \lg \frac{1 - \rho_{y. \Phi} \left(1 - \frac{\cos i}{B(\alpha, \lambda)} \right)}{1 - \rho_{н. к} \left(1 - \frac{\cos i}{B(\alpha, \lambda)} \right)}. \quad (4)$$

Наилучшее совпадение функции (4) с экспериментальными кривыми достигается при $\rho_{и.к} = 0,20$. Так как все величины $s(\lambda)$ можно было бы усреднять по формуле (4), то точность определения $\rho_{и.к}$ примерно такая же, как и точность коэффициентов a_2 и a_3 . По трем кривым она порядка 20%. Таким образом, яркостный фактор Луны в области 1000 м μ равен $0,20 \pm 0,04$, соответственно

$$2^m,5 \lg \frac{B_{оу.ф}}{B_{и.к}} = -0^m,970.$$

По данным, полученным во время второго полета американского стратоскопа II [3], яркостный фактор Луны в области 1 μ примерно в 2,5 раза выше, чем в визуальной области спектра, т. е. равен 0,18, что согласуется с приведенным выше значением.

Кривые, рассчитанные по формуле (4), представлены на рис. 1 пунктиром. При сравнении этих кривых с экспериментальными наблюдается значительное расхождение в области малых углов падения солнечных лучей. Это расхождение, вероятно, вызвано люминесценцией Луны, что мы и попытаемся показать ниже.

Зная яркостный фактор Луны и используя формулу (3), легко получить распределение яркости по лунному диску в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра:

$$B_{у.ф} = B_{оу.ф} B(\alpha, \lambda) \left[1 - 0,05 \left(1 - \frac{\cos i}{B(\alpha, \lambda)} \right) \right], \quad (5)$$

$$B_{и.к} = B_{и.к} B(\alpha, \lambda) \left[1 - 0,20 \left(1 - \frac{\cos i}{B(\alpha, \lambda)} \right) \right]. \quad (6)$$

Используя (5) и (6), можно получить фазовые кривые Луны в этих областях спектра. Фазовая кривая для визуальных лучей представляется в виде

$$F(\alpha) = \frac{B(\alpha)}{B(0)} = \frac{1}{2} \int_{\alpha - \frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} B(\alpha, \lambda) \cos \lambda d\lambda, \quad (7)$$

$B(0)$ — средняя яркость Луны при $\alpha = 0^\circ$.

В инфракрасной области фазовая кривая

$$F_{и.к}(\alpha) = \frac{8}{9} F(\alpha) + \frac{1}{9\pi} [(\pi - |\alpha|) \cos \alpha + \sin |\alpha|]. \quad (8)$$

Она приведена в табл. 1, где $F(\alpha)$ взято из работы Н. П. Барабашова и В. И. Езерского [2].

Аналогично можно построить фазовую кривую Луны в ультрафиолете. Однако она мало отличается от $F(\alpha)$.

Формулы (5) и (6) хорошо описывают ход яркости и $c_{ср}(\lambda)$ вблизи терминатора, но вблизи подсолнечной точки обнаружено расхождение этих кривых с экспериментальными, которое показывает, что в этом месте существует некоторое дополнительное свечение лунной поверхности. Оно не может быть тепловым излучением Луны, так как последнее на несколько порядков ниже. Не может являться и отраженным излучением, потому что его распределение по поверхности резко отличается от распределения отраженного излучения. Это свечение изотропно, что будет показано ниже. По-видимому, дополнительное излучение вызывается люминесценцией лунной поверхности.

Для фазы $-3^\circ,9$ была построена зависимость отклонения экспериментальной кривой от теоретической (Δ) от угла падения солнечных лучей i . Эта зависимость изображена на рис. 2.

Т а б л и ц а 1

α	$F(\alpha)$	$F_{и.к}(\alpha)$
0°	1,000	1,000
4	0,873	0,886
8	0,776	0,799
12	0,695	0,726
16	0,620	0,658
20	0,546	0,589
24	0,487	0,535
28	0,426	0,479
32	0,405	0,457
36	0,376	0,427
40	0,345	0,396
50	0,257	0,307
60	0,184	0,232
70	0,135	0,178
80	0,089	0,125
90	0,059	0,088
100	0,040	0,061
110	0,027	0,043
120	0,018	0,028
130	0,010	0,017
140	0,006	0,010
150	0,003	0,006

Наличие люминесценции на Луне заставляет дополнить формулы (5) и (6), описывающие распределение яркости по лунному диску в различ-

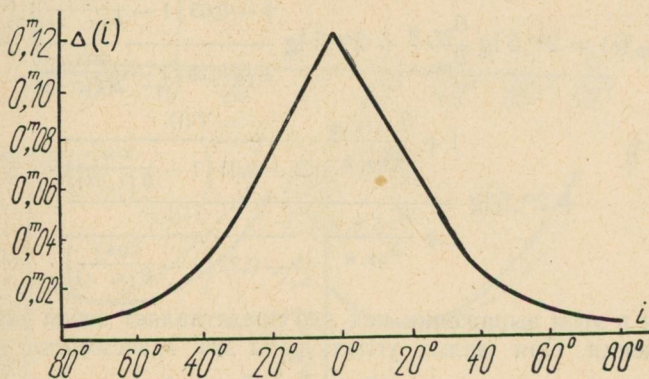


Рис. 2. Зависимость $\Delta(i)$

ных спектральных участках. Яркость люминесценции должна входить в эти формулы в виде слагаемого:

$$B_{у.ф} = B_{оу.д} B(\alpha, \lambda) \left[1 - 0,05 \left(1 - \frac{\cos i}{B(\alpha, \lambda)} \right) \right] + B_{о L у.ф} \cdot f(i), \quad (9)$$

$$B_{и.к} = B_{он.к} B(\alpha, \lambda) \left[1 - 0,20 \left(1 - \frac{\cos i}{B(\alpha, \lambda)} \right) \right] + B_{о L и.к} \cdot f(i), \quad (10)$$

где $B_{о L и.к}$ — яркость люминесценции подсолнечной точки в ультрафиолете,

$B_{о L и.к}$ — аналогично для инфракрасных лучей,

$f(i)$ — нормированная функция, описывающая зависимость яркости люминесценции от угла падения.

То, что яркость люминесценции зависит только от угла падения, подтверждается наблюдениями при других фазах. Если бы она зависела от угла отражения ϵ , разумно было бы предположить, что при $\epsilon \rightarrow \frac{\pi}{2}$ яркость люминесценции $B_L \rightarrow 0$ во всяком случае значительно уменьшается. Это привело бы к тому, что при углах фазы $95^\circ,5$ и 110° максимум яркости люминесценции был бы гораздо ниже, чем при $\alpha = -3^\circ,9$, и располагался бы далеко от лимба, в районе $\lambda = 50 \div 60^\circ$, там, где на экспериментальных кривых наблюдается минимум. Это предположение пришлось отбросить.

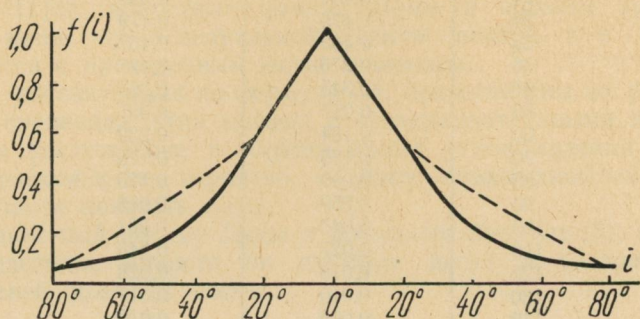


Рис. 3. — зависимость $f(i)$, — — — фазовая кривая для центра диска Луны

Используя (9) и (10), получаем уточненную формулу для $c_{\text{ср}}(\lambda)$:

$$c_{\text{ср}}(\lambda) = 2^{m,5} \lg \frac{B_{\text{оу. ф}}}{B_{\text{он. к}}} + 2^{m,5} \lg \frac{1 - 0,05 \left(1 - \frac{\cos i}{B(z, \lambda)}\right)}{1 - 0,20 \left(1 - \frac{\cos i}{B(z, \lambda)}\right)} +$$

$$1 + \frac{B_{\text{о L у. ф}}}{B_{\text{оу. ф}}} \cdot \frac{f(i)}{1 - 0,05 \left(1 - \frac{\cos i}{B(z, \lambda)}\right)} +$$

$$2^{m,5} \lg \frac{B_{\text{о L и. к}}}{B_{\text{он. к}}} \cdot \frac{f(i)}{1 - 0,20 \left(1 - \frac{\cos i}{B(z, \lambda)}\right)}. \quad (11)$$

Третий член в этом выражении как раз представляет собой зависимость Δ от угла падения. При малых углах фазы эта зависимость упрощается:

$$\Delta(i) = 2^{m,5} \lg e \left(\frac{B_{\text{о L у. ф}}}{B_{\text{оу. ф}}} - \frac{B_{\text{о L и. к}}}{B_{\text{он. к}}} \right) \cdot f(i). \quad (12)$$

Из распределения $B_{\text{у. ф}}(\lambda)$ и $B_{\text{и. к}}(\lambda)$ при $\alpha = -3^\circ,9$ было установлено, что

$$\frac{B_{\text{о L у. ф}}}{B_{\text{оу. ф}}} \Big| \frac{B_{\text{о L и. к}}}{B_{\text{он. к}}} \approx 3.$$

При $i = 0^\circ$ $\Delta(i) = 0^{m,12}$, следовательно, $\frac{B_{\text{о L у. ф}}}{B_{\text{оу. ф}}} = 0,17$, $\frac{B_{\text{о L и. к}}}{B_{\text{он. к}}} = 0,06$, и зависимости яркости люминесценции от угла падения имеют вид

$$B_{\text{L у. ф}} = 0,17 B_{\text{оу. ф}} \cdot f(i), \quad (13)$$

$$B_{\text{L и. к}} = 0,06 B_{\text{и. к}} \cdot f(i). \quad (14)$$

Функция $f(i)$, уточненная при больших углах падения, по другим фазам представлена в табл. 2 и на рис. 3.

Интересно сравнить полученное распределение люминесценции с данными Н. А. Козырева [4] о люминесценции в кратере Аристарх. В табл. 3 приведено такое сравнение.

Таблица 2

i	$f(i)$
0°	1,000
5	0,892
10	0,789
15	0,683
20	0,579
25	0,473
30	0,371
35	0,281
40	0,213
45	0,175
50	0,133
60	0,091
70	0,062

Таблица 3

i	$\frac{B_L}{B_0}$ (для Аристарха, %)	$\frac{B_{L. у. ф.}}{B_{0. у. ф.}}$, %
23°	13	9
31	3	6
85	2,2	0,5
88	0	0

Если учесть, что люминесценция в области 400 $m\mu$ несколько выше, чем в области 370 $m\mu$, то согласие можно считать удовлетворительным.

Используя все полученные данные, по формуле (11) были рассчитаны зависимости $c_{cp}(\lambda)$ для фаз $-3^\circ, 9, 95^\circ, 5, 110^\circ$. На рис. 4 они даны в сравнении с экспериментальными кривыми. Различие кривых для каждой фазы лежит в пределах хода ошибок. Следует заметить, что для совпадения хода кривых достаточно изменить коэффициенты усредненных зависимостей $c_{cp}(\lambda)$ всего лишь на 5%.

Интересно сравнить распределение яркости по лунному диску, вычисленное по формулам (9) и (10), с реальным распределением яркости.

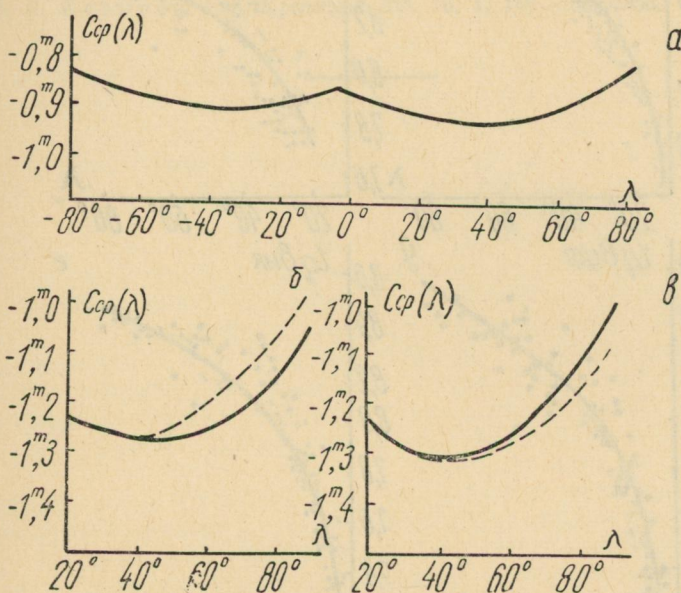


Рис. 4. Зависимость $c_{cp}(\lambda)$:

— экспериментальная, - - - теоретическая; а) при $\alpha = -3^\circ, 9$, б) при $\alpha = 95^\circ, 5$, в) при $\alpha = 110^\circ$

Такое сравнение для указанных выше фаз приведено на рис. 5, в дано в $\left(\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}}, \Delta\lambda = 1 \text{ см}\right)$. Как видно из этих рисунков, формулы (9), (10), а следовательно, и (13), (14) хорошо соответствуют экспериментальным зависимостям. Зависимость яркости от широты в формулах (9) и (10) учитывалась, однако она лишь незначительно изменяет ход кривых.

Так как при $\alpha = -3^\circ, 9$ зависимость $B_{у. ф.}(\lambda)$ должна быть слабой, можно непосредственно выявить зависимость $B_{у. ф.}(i)$, которая определяется

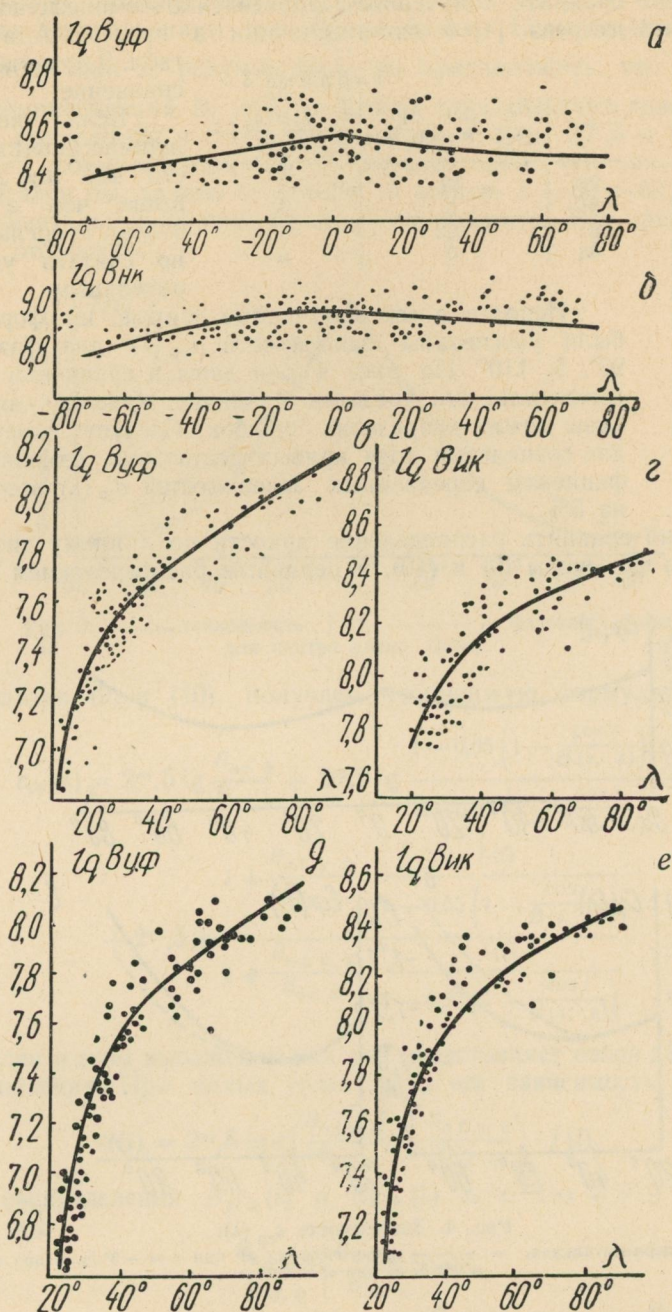


Рис. 5. Распределение яркости по Луне:

а) в ультрафиолете при $\alpha = -3^\circ, 9$; б) на 1μ при $\alpha = -3^\circ, 9$; в) в ультрафиолете при $\alpha = 95^\circ, 5$; г) на 1μ при $\alpha = 95^\circ, 5$; д) в ультрафиолете при $\alpha = 110^\circ$; е) на 1μ при $\alpha = 110^\circ$.

зависимостью яркости люминесценции от угла падения. Так как эта зависимость носит, грубо говоря, экспоненциальный характер, то зависимость $\lg B_{y. \phi}$ от угла падения должна быть линейной. Поэтому усреднение проводилось при помощи линейной функции.

Усреднение производилось по 123 точкам, лежащим в интервале $i = 0 \div 60^\circ$. Усредненная кривая имеет вид

$$\lg B_{y. \phi}(i) = 8,518 - 0,0082 \left(\frac{i}{10^\circ} \right).$$

В интервале $i = 0 \div 70^\circ$ она дает максимальную яркость люминесценции $B_{0L} = 14\% B_0$, в то время как раньше в этом интервале $B_{0L} = 16\% B_0$. Согласие можно считать хорошим.

Такая проверка говорит, что все используемые в работе формулы в достаточной мере соответствуют действительности.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Нарке. J. Geophys. Res., 68, 1963.
 2. Н. П. Барабашов, В. И. Езерский. О различии микрорельефа отдельных участков лунной поверхности II. Вестн. Харьковск. ун-та, № 4, серия астрон., вып. 1, 1965.
 3. B. Richard Wattson and E. Robert Danielson, Astrophys. Jour., 142, 1, 1965.
 4. Н. А. Козырев. Изв. Крымской АО, 16, 1, 148—158, 1956.
-

О НАБЛЮДЕНИИ ТЕМНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ НА ВЕНЕРЕ

О. М. Стародубцева

В работах [1, 2] сообщалось, что в 1964 г. фотографические со светофильтрами и спектрофотометрические наблюдения Венеры на Харьковской астрономической обсерватории выявили темные образования на диске планеты.

В настоящей статье приводятся результаты обработки фотографий, на которых запечатлены такие образования на Венере.

Наблюдения велись на 270-миллиметровом рефлекторе ХГУ в эквивалентном фокусе около 16 м (масштаб $\approx 13''$ в мм). При фотографировании в синей и зеленой областях спектра применялись интерференционные светофильтры с $\lambda_{\text{max}} = 440\text{ м}\mu$ и $527\text{ м}\mu$ с полосой пропускания $10\text{ м}\mu$ и $12\text{ м}\mu$ соответственно, в ультрафиолетовой области применялся стеклянный светофильтр УФС-3 совместно с СЗС-7, что дало $\lambda_{\text{max}} = 370\text{ м}\mu$ с полосой пропускания $40\text{ м}\mu$ (светофильтр СЗС-7 применялся для сужения полосы пропускания). Фотографирование через ультрафиолетовый и синий светофильтры производилось на пластинках Agfa Lichthoffrei; через зеленый — на Agfa Isopan ISS. Продолжительность экспонирования при получении ультрафиолетовых снимков была $50^s - 60^s$, синих — $6^s - 20^s$, зеленых — $2^s - 8^s$.

В период вечерней видимости Венеры в 1964 г. из-за неблагоприятных метеорологических условий удалось получить фотографии лишь в отдельные дни января — мая (всего 14 дат). Вследствие этого невозможно установить полную картину появления и исчезновения деталей за этот период. Единственная обнаруженная нами деталь видна на ультрафиолетовых фотографиях 9 марта. Она имеет вид темного пятна, несимметричного относительно экватора интенсивности, захватывающего часть терминатора и простирающегося так далеко к лимбу, что «съедается» максимум яркости на диске.

Кроме того, можно отметить факт присутствия темного образования на Венере 21 апреля. Благодаря любезности сотрудников ГАО АН УССР, в нашем распоряжении оказались спектрограммы Венеры за это число. Результаты предварительной обработки этих спектрограмм сотрудниками Киевской обсерватории даны в [3]. В этой работе авторы говорят о наличии светлой детали на спектрограмме Венеры, полученной при ориентации щели спектрографа вдоль линии рогов планеты, трактуя эту деталь как светлое облачное образование в атмосфере Венеры. При повторной обработке этой спектрограммы оказалось, что речь, на наш взгляд, должна идти скорее о темном образовании, чем о светлом. Объясняется это следующим образом. Если учесть, что светлые и темные пятна лучше всего видны обычно в ультрафиолетовой области спектра и реже одновременно в более длинноволновой области, то некоторым критерием наличия пятна может, вероятно, служить ход интенсивности по спектру. А именно, должно существовать различие в ходе интенсивности по спектру для детали по сравнению с соседней областью.

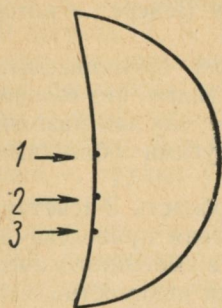


Рис. 1. Области на Венере, через которые делались измерения:

- 1 — темная деталь,
2 — Киевская деталь;
3 — соседняя область без детали

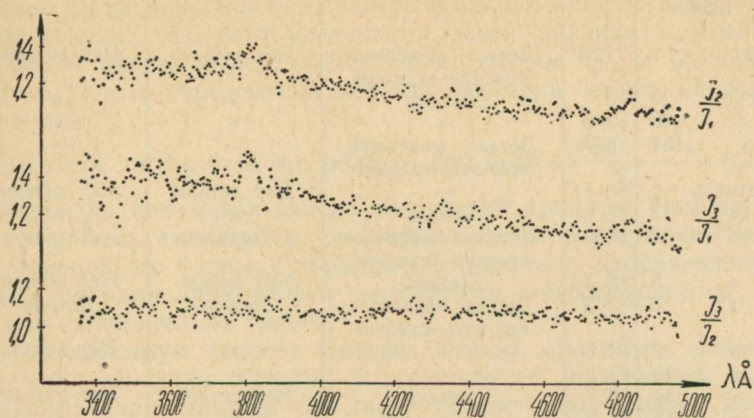


Рис. 2. Зависимость отношений интенсивностей сравниваемых областей от длины волны

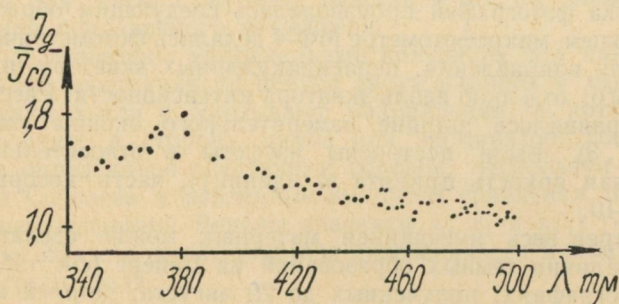


Рис. 3. Зависимость от длины волны отношения интенсивностей деталь — соседняя область (по [3])

На рис. 1 стрелками указаны области на Венере, в которых делались измерения вдоль дисперсии.

На рис. 2 даны отношения интенсивностей сравниваемых областей в зависимости от длины волны. Из рисунка видно, что только область 1 можно трактовать как образование на Венере, так как различием в ходе интенсивности по спектру в сравнении с другими областями обладает только она.

Сотрудники ГАО АН СССР сравнивали область 2 (светлую деталь), очевидно, с областью 1. Полученная ими кривая приведена на рис. 3.

Более благоприятными для наблюдений в метеорологическом отношении оказались август и сентябрь (утренняя видимость). Список имеющихся фотографий за период с 29 августа по 30 сентября приведен в табл. 1.

Таблица 1

		Светофильтр			
Дата	Угол фазы	370 $m\mu$	440 $m\mu$	527 $m\mu$	
1964					
Март	9	71,°5	Деталь, максимум яркости «съеден»	Нет детали	Нет детали
Август	29	90	Деталь	»	»
»	30	89, 3	»	»	»
»	31	88, 7	Деталь, максимум яркости «съеден»	—	—
Сентябрь	1	88, 1	—	Нет детали	Нет детали
»	2	87, 5	Деталь	»	»
»	3	86, 9	Деталь, максимум яркости «съеден»	Деталь	Деталь
»	5	85, 7	Деталь	Нет детали	Нет детали
»	6	85, 2	Деталь максимум яркости «съеден»	Деталь	Деталь
»	7	84, 6	»	»	Нет детали
»	13	81, 2	—	—	—
»	14	80, 7	Деталь	Нет детали	Нет детали
»	18	78, 5	»	»	»
»	19	78	»	»	»
»	24	75, 5	Нет детали	»	»
»	25	75	Деталь	»	»
»	26	74, 5	—	—	—
»	27	74	—	—	—
»	28	73, 5	Нет детали	Нет детали	Нет детали
»	29	73	»	»	»
»	30	72, 5	Деталь, максимум яркости «съеден»	»	»

Обработка фотографий производилась следующим образом. На саморегистрирующем микрофотометре МФ-4 делались фотометрические разрезы Венеры вдоль направлений, перпендикулярных экватору интенсивности, и, кроме того, отдельно вдоль экватора интенсивности. Расстояние между разрезами равнялось ширине измерительного окошка микрофотометра ($\approx 1'', 3 \times 1'', 3$). Были построены изсфоты в относительных единицах (максимальная яркость принята за единицу), часть которых приведена на рис. 4—10.

Рассмотрев весь имеющийся материал, можно сделать следующие выводы о наличии темных образований на Венере (см. табл. 1).

На фотографиях, полученных до 29 августа, деталей не видно. Детали в виде больших темных пятен наблюдались в период с 29 августа по 30 сентября. Наибольшие по площади, «съедающие» максимум яркости на диске планеты пятна видны на ультрафиолетовых фотографиях

31 августа, 3, 6, 7 и 30 сентября. Меньших размеров пятно наблюдалось 29, 30 августа, 2, 5, 14, 18, 19 и 25 сентября. 3, 6 и 7 сентября пятна заметны (но меньшие по площади, чем в ультрафиолете) и на фотографиях, сделанных через синий светофильтр. Очень слабые следы пятен видны и на фотографических разрезах снимков, сделанных через зеленый светофильтр, 3 и 6 сентября. Из фотографий, отмеченных в таблице значком —, трудно сделать определенные выводы о наличии или отсутствии деталей.

На фотографиях за 29 августа, когда вычисленная фаза Венеры равняется 0,5, терминатор планеты не имеет вид прямой линии, а оказывается вогнутым. Это явление, наиболее заметное в ультрафиолете, в меньшей степени наблюдается и на синих, и еще в меньшей — на зеленых фотографиях. Последнее нельзя объяснить образованием на Венере, так как пятно видно в этих лучах лишь в том случае, когда оно очень велико в ультрафиолете. Здесь мы имеем дело, по-видимому, с известным эффектом Шретера. То же наблюдалось 30 августа. Искривление линии терминатора на ультрафиолетовых снимках 29 и 30 августа вызвано не только эффектом Шретера, но и наличием пятна. Здесь мы наблюдаем также пониженную яркость в направлении к лимбу планеты. Отметим попутно, что факт увеличения этого явления с уменьшением длины волны подтверждает мнение ряда авторов [4, 5, 6] о том, что некоторую роль в образовании эффекта Шретера может играть атмосфера планеты.

Контрасты пятно — та же область без пятна $\left(\frac{B_{б. п} - B_{п}}{B_{б. п}}\right)$ были получены лишь для некоторых дат по следующей причине. Нам не удалось найти среди всех имеющихся ультрафиолетовую фотографию Венеры без пятна, близкую по фазе к сравниваемой. Поэтому изображения с наибольшими пятнами приходилось сопоставлять с изображениями, на которых пятна относительно слабее.

Когда максимум яркости «съеден» пятном, сравнение снимков производилось следующим образом. В этом случае необходимо учитывать, что максимальная яркость на диске соответствует точке, которая не является максимально яркой при отсутствии пятна. Поэтому относительные яркости вдоль фотометрических разрезов получаются больше, чем при отсутствии пятна. При сравнении снимков в тех частях диска планеты, где пятно отсутствует и где поэтому фотометрические разрезы должны были бы совпадать, мы получили некоторый поправочный множитель для приведения яркости к истинной. Для примера на рис. 11, 12 даны разрезы Венеры для нескольких дат. Крестиками обозначены фотометрические разрезы для дат сравнения без пятен. Верхняя кривая — разрез для даты с пятном, нижняя — тот же разрез с пятном после введения поправочного множителя.

В табл. 2 приведены максимальные контрасты для каждого разреза с указанием их расстояния от центра диска планеты в единицах радиуса r/R (значки л или т указывают направление, в котором отсчитывается расстояние: в сторону лимба или терминатора соответственно). Центр диска определялся следующим образом. Используя теорию рассеяния света Соболева и найденные им путем сравнения теории с интегральными наблюдениями Венеры значения λ , x_1 и $x(\gamma)$ [7], мы нашли распределение яркости вдоль экватора интенсивности планеты $f(x)$. С помощью интеграла вида

$$F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) g(x-t) dx,$$

где $g(x)$ — искажающая функция, был учтен эффект замытия распределения яркости $f(x)$ земной атмосферой [8]. Сравнивая полученное $F(t)$ с нашим наблюдаемым распределением яркости вдоль экватора интенсивности, мы нашли хорошее согласие. В качестве примера на рис. 13 приведены кривые распределения яркости вдоль экватора интенсивности, найденное по Соболеву, замытое атмосферой и наблюдаемое.

Таблица 2

Март 9 — сентябрь 28 370 $m\mu$							
r/R	0,79л	0,64	0,48	0,33	0,18	0,03л	0,12т
Контраст	0,07	0,26	0,29	0,34	0,37	0,44	0,53
Август 31 — сентябрь 2 370 $m\mu$							
r/R	0,84л	0,73	0,62	0,51	0,39	0,28	0,17л
Контраст	0,17	0,34	0,41	0,51	0,57	0,63	0,71
Сентябрь 3 — сентябрь 2 370 $m\mu$							
r/R	0,82л	0,70	0,59	0,47	0,36	0,24	0,13л
Контраст	0,24	0,27	0,27	0,26	0,26	0,39	0,39
Сентябрь 3 — сентябрь 2 440 $m\mu$							
r/R	0,57л	0,45	0,34	0,22л			
Контраст	0,07	0,12	0,12	0,19			
Сентябрь 3 — сентябрь 2 527 $m\mu$							
r/R	0,46л	0,35	0,23л				
Контраст	0,09	0,08	0,12				
Сентябрь 6 — сентябрь 5 370 $m\mu$							
r/R	0,82л	0,70	0,58	0,47	0,35	0,23	0,11л
Контраст	0,15	0,26	0,30	0,37	0,41	0,45	0,49
Сентябрь 6 — сентябрь 5 440 $m\mu$							
r/R	0,68л	0,56	0,44	0,32	0,20л		
Контраст	0,05	0,15	0,25	0,27	0,43		
Сентябрь 6 — сентябрь 5 527 $m\mu$							
r/R	0,73л	0,61	0,49	0,37	0,25	0,13л	
Контраст	0,07	0,08	0,11	0,14	0,18	0,24	
Сентябрь 7 — сентябрь 5 370 $m\mu$							
r/R	0,89л	0,77	0,65	0,53	0,41	0,29	0,17л
Контраст	0,15	0,25	0,23	0,28	0,29	0,26	0,25
Сентябрь 7 — сентябрь 5 440 $m\mu$							
r/R	0,53л	0,41	0,29л				
Контраст	0,05	0,08	0,10				
Сентябрь 30 — сентябрь 28 370 $m\mu$							
r/R	0,55л	0,41	0,27	0,13л	0,01т	0,15	
Контраст	0,14	0,16	0,23	0,23	0,23	0,15	

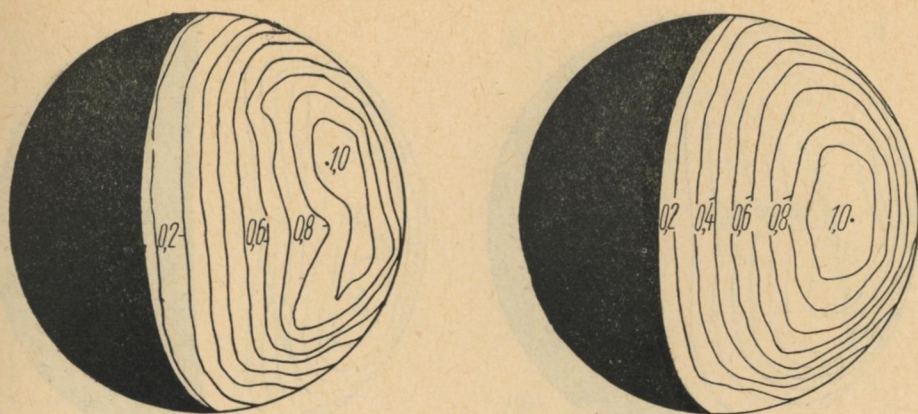


Рис. 4. 9 марта:

а) 370 тм;
б) 527 тм

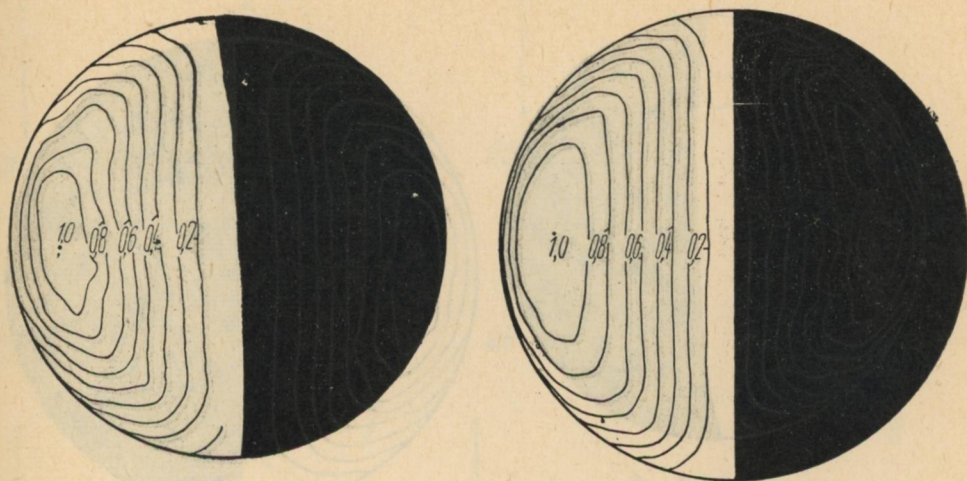


Рис. 5. 29 августа:

а) 370 тм;
б) 527 тм

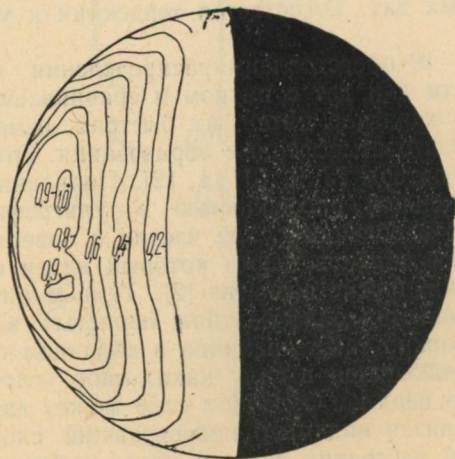
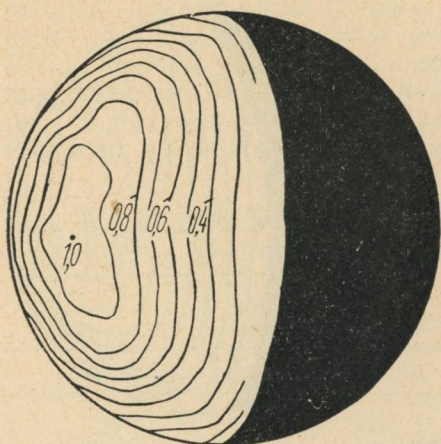
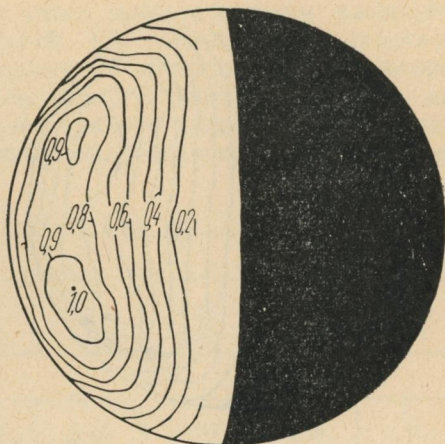
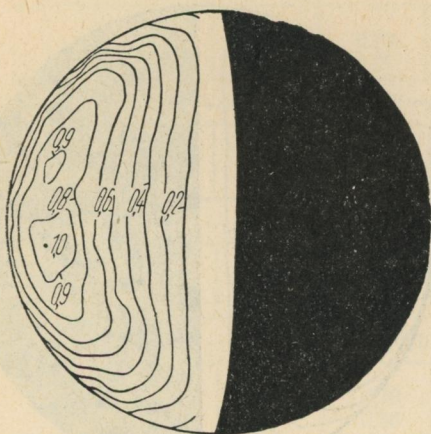
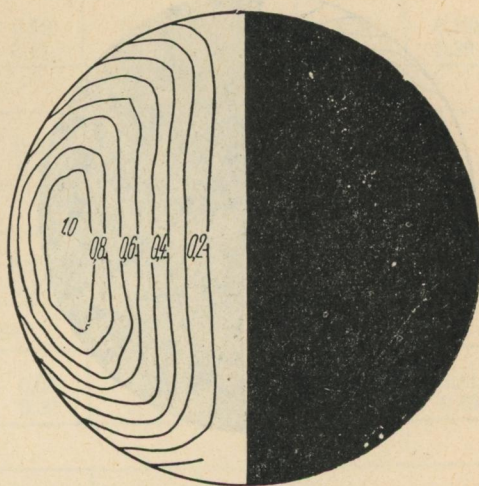


Рис. 6. 31 августа, 370 тм

Рис. 7. 2 сентября, 370 *м*Рис. 8 3 сентября, 370 *м*Рис. 9. 6 сентября, 370 *м*Рис. 10. 30 сентября, 370 *м*

Из табл. 2 видно, что характер изменения контраста к терминатору разный для разных дат, но остается тенденция к увеличению контраста к терминатору.

На рис. 14 — 19 представлены распределения яркости вдоль экватора интенсивности для дат с пятном и сравниваемых дат.

Отметим, что характер пятен, их быстрая изменчивость свидетельствует о том, что это атмосферные образования. Этому мнению придерживаются многие авторы [2, 9, 10, 11, 12]. Появление областей с повышенной поглощательной способностью в ультрафиолете объяснялось по-разному: занос в облачный слой частиц с поверхности [2, 10], прорыв в верхнем слое облаков, через который виден нижележащий облачный слой, имеющий другие свойства [2]. Темные пятна рассматриваются и как результат наличия облаков типа перистых в верхней атмосфере Венеры [12]. Возможно также наличие в облачном слое частиц той же природы. Прорыв в верхнем облачном слое может дать пятна не только потому, что становится видимым нижележащий слой, но и вследствие изменения условий рассеяния света в месте прорыва.

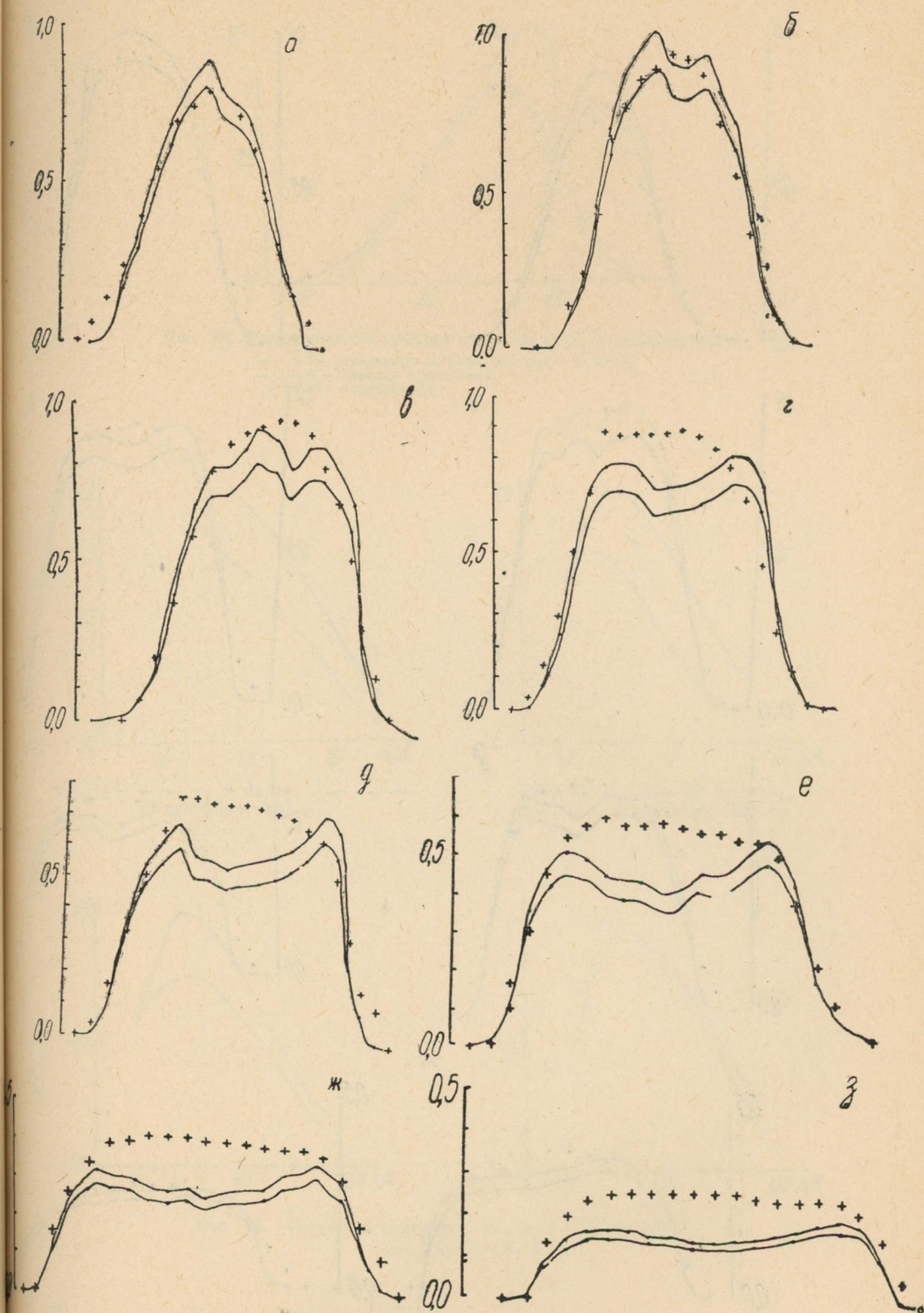


Рис. 11. ++ 5 сентября, — 6 сентября:

а) $r/R = 0,94$ л; б) $r/R = 0,82$ л; в) $r/R = 0,70$ л; г) $r/R = 0,58$ л;
 д) $r/R = 0,47$ л; е) $r/R = 0,35$ л; ж) $r/R = 0,23$ л; з) $r/R = 0,11$ л

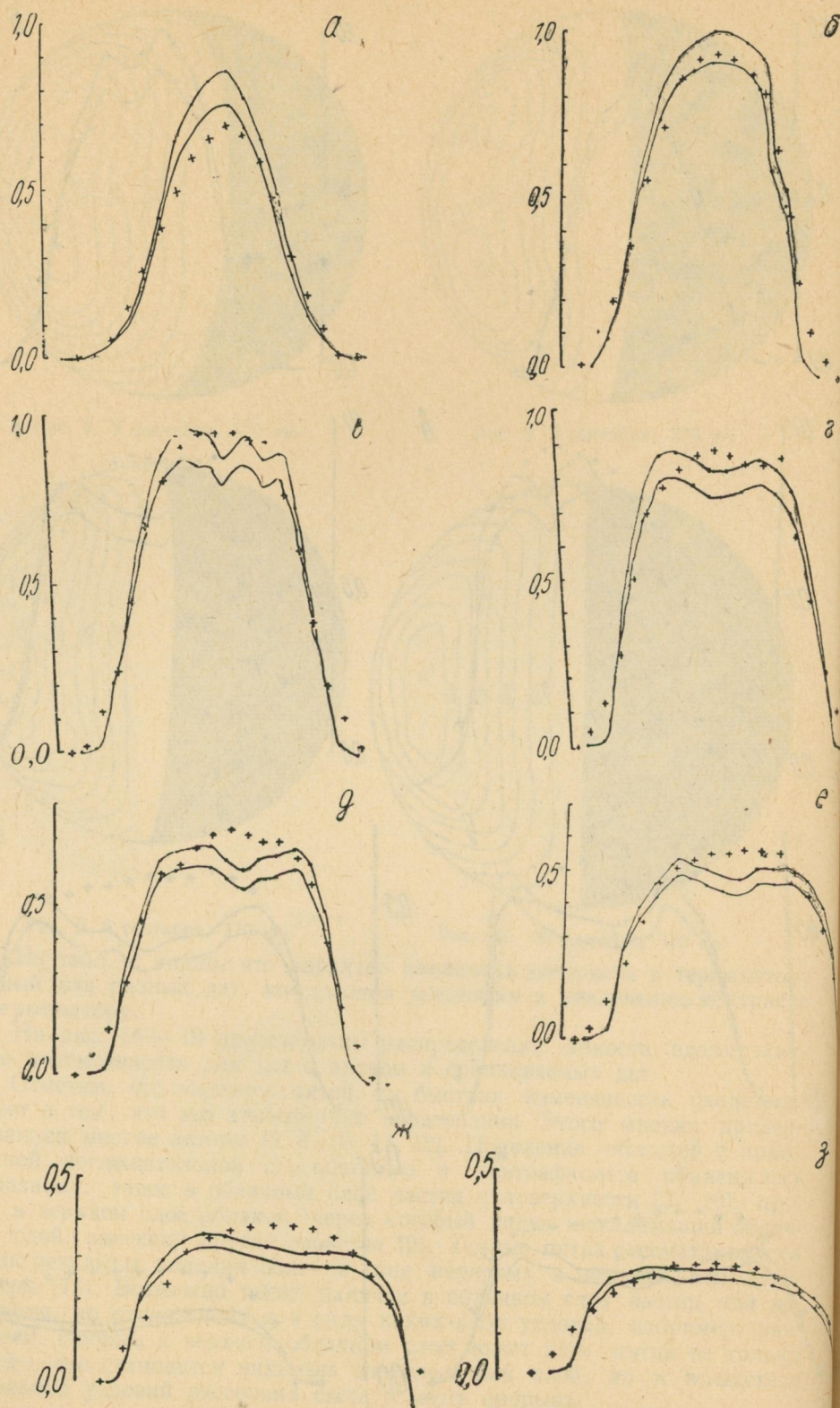


Рис. 12. ++ 28 сентября, ---- 30 сентября:
 а) $r/R = 0,83$ л; б) $r/R = 0,69$ л; в) $r/R = 0,55$ л; г) $r/R = 0,41$ л; д) $r/R = 0,27$ л; е) $r/R = 0,13$ л;
 ж) $r/R = 0,01$ т; з) $r/R = 0,15$ т.

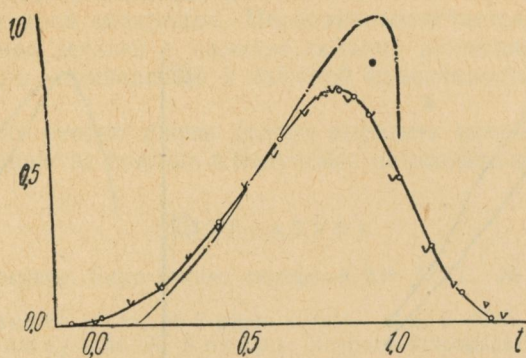
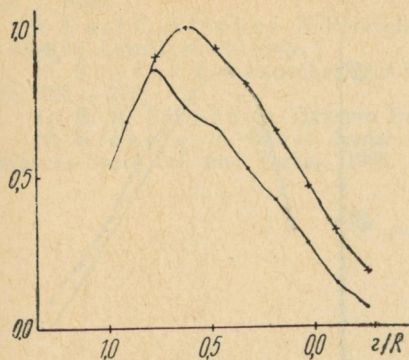
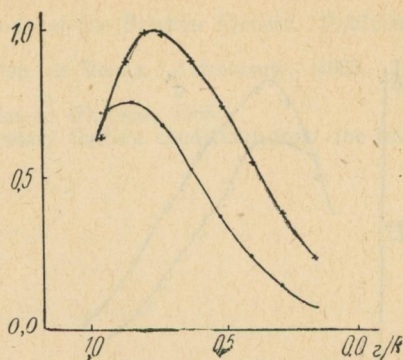
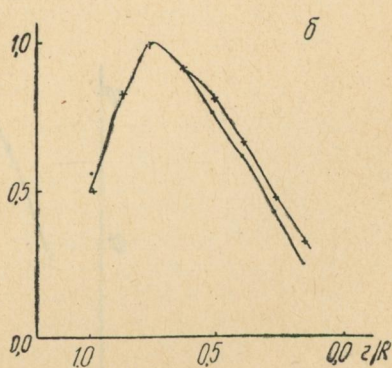
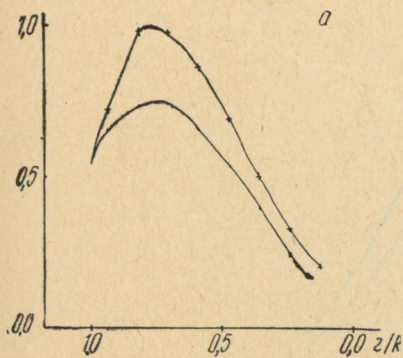


Рис. 13. Распределения яркости вдоль экватора интенсивности:

— · — · — найденное по Соболеву для $\alpha = 96^\circ, 7$,
 — ○ — ○ — замытое атмосферой,
 v v v наблюдаемое

Рис. 14. — · — · — 9 марта, — + — + — 28 сентября, 370 μ .Рис. 15. — · — · — 31 августа, — + — + — 2 сентября, 370 μ .Рис. 16. — · — · — 3 сентября, — + — + — 2 сентября:
 а) 370 μ ; б) 440 μ .

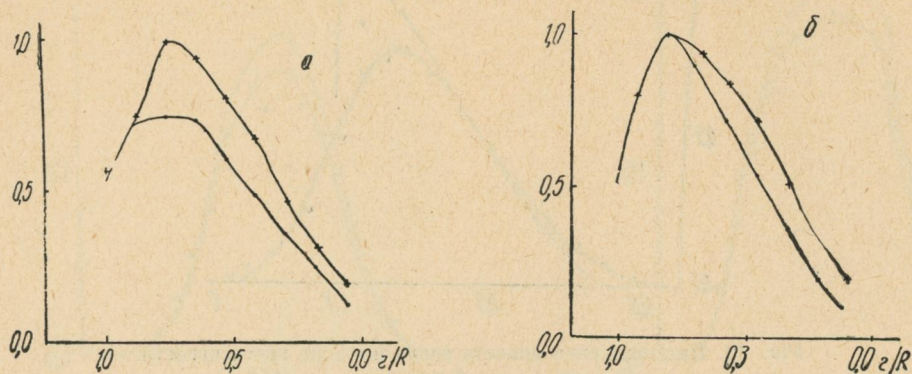


Рис. 17. — — — 6 сентября, — + — 5 сентября:
а) 370 тп; б) 440 тп.

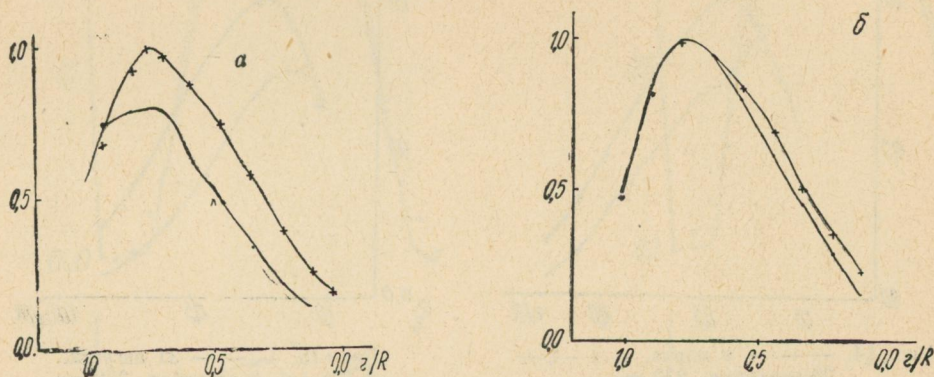


Рис. 18. — — — 7 сентября,
— + — 5 сентября:
а) 370 тп; б) 440 тп.

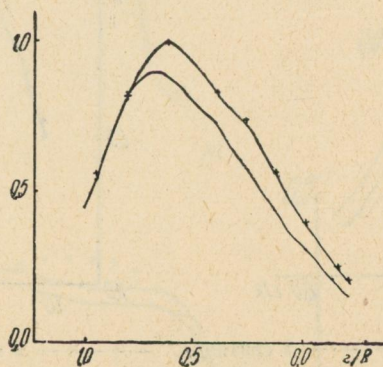


Рис. 19. — — — 30 сентября,
— + — 28 сентября, 370 тп

Делать однозначные выводы не позволяет пока ограниченность имеющегося для этой цели материала. Несомненным остается лишь атмосферное происхождение деталей и наличие сильной динамической активности атмосферы Венеры, приводящей к быстрой изменчивости характеристик облачного слоя.

В заключение считаю своим долгом выразить искреннюю благодарность В. И. Гараже за помощь в получении наблюдательного материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Астрон. циркуляр. Бюро астрон. сообщений АН СССР, № 306, 1964, 16 октября.
 2. Вестн. Харьковск. ун-та, № 8 серия астрон., вып. 2, 1965.
 3. В. А. Аврамчук, И. К. Коваль. Вопросы астрофизики. Изд-во «Наукова думка», 1965.
 4. B. Warner. The phase anomaly of Venus. J. Brit. Astron. Assoc. 73, № 2, 65—70, 1963.
 5. E. Shoenberg, W. Sandner. Die Dichotomie der Venusscheibe. Ann. astrophys., 22, № 6, 839—844, 1959.
 6. РЖ астр., 2, 51, 509, 1966.
 7. В. В. Соболев. АЖ, т. XLI, вып. 1, 1964.
 8. Н. П. Барабашов, В. И. Гаража, В. Н. Дудинов. АЖ, т. XLIII, вып. 1, 1966.
 9. Earl C. Slipher. A Photographic Study of the Brighter Planets. Published in 1964 by Lowell observatory.
 10. Boyer Ch. Recherches sur la rotation de Venus. Astronomie, 1965, 79, juin, 223—228.
 11. В. В. Шаронов. Планета Венера. Изд-во «Наука», 1965.
 12. Nicholas A. Weil. Lunar and Planetary Surface conditions from the book Advances Space Sci. and Techn. 1965.
-