

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXXII



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА—1964

Редакционная коллегия:

член-корр. АН СССР *А. Б. Северный* (ответственный редактор), член-корр. АН СССР *Э. Р. Мустель*, доктор физ.-матем. наук *В. Б. Никонов*, канд. физ.-матем. наук *П. П. Добронравин* (заместитель ответственного редактора), канд. физ.-матем. наук *Л. С. Галкин* (ответственный секретарь)

КРИВАЯ РОСТА ДЛЯ АТМОСФЕРНЫХ ПОЛОС
ПОГЛОЩЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА

А. С. Тибиллов, В. К. Прокофьев

Получены лабораторные спектры поглощения для полос *A* и *B* молекулярного кислорода при длине пути 236 и 77 м в области 6900—7600 Å. Измерены эквивалентные ширины 48 линий полосы *A* и 23 линий полосы *B*. Построенные кривые роста и полученные по ним константы хорошо согласуются с данными Аллена [1] для теллурических полос в спектре Солнца. Обсуждается влияние давления и рода уширяющего газа, а также температуры на ход кривой роста.

THE CURVE OF GROWTH FOR ATMOSPHERIC ABSORPTION BANDS OF MOLECULAR OXYGEN, by A. S. Tibilov, V. K. Prokofyev.— Laboratory absorption spectra have been obtained of the *A* and *B* bands of molecular oxygen in the 6900—7600 Å spectral region, the length of the path being 236 and 77 m. The equivalent widths of 48 lines of the *A* band and 23 lines of the *B* band have been measured. The curves of growth are obtained. The constants derived from them are in good agreement with Allen's data [1] on the telluric bands in the solar spectrum. The influence of pressure, kind of expanding gas and temperature on the curve of growth are discussed.

Введение

В работах [2, 3] показано, что в спектре Венеры рядом с теллурическими линиями кислорода (в области 6300 Å) наблюдается слабое поглощение, которое можно приписать кислороду, находящемуся в надоблачном слое атмосферы планеты. Количественной оценки содержания кислорода не было сделано. Для этого необходимо знать кривую роста применительно к условиям, существующим в верхних слоях атмосферы Венеры. Эти же условия весьма отличаются от условий в земной атмосфере.

Как известно, контур вращательных линий поглощения кислорода определяется столкновениями с молекулами постороннего газа [4]. Если в земной атмосфере уширяющим газом является азот, то в атмосфере Венеры имеются значительные количества углекислого газа. Кроме того, общее давление газа и его температура в просматриваемых с Земли слоях атмосферы Венеры иные, чем для земной атмосферы. Так, в [5] принимается давление на уровне облачного слоя $P = 90$ мбар и температура 245° K.

Рассмотрим несколько подробнее влияние различных параметров на эквивалентную ширину вращательных линий поглощения интересующих нас полос кислорода.

Атмосферные полосы O_2 (*A*, *B* и α длины волн 7600; 6900 и 6300 Å) соответствуют переходу ${}^3\Sigma_g^- \rightarrow {}^1\Sigma_g^+$ и колебательным переходам $0 \rightarrow 0$,

$1 \rightarrow 0$ и $2 \rightarrow 0$. Этот переход запрещен, как связанный с электрическим дипольным излучением, и разрешен, как связанный с магнитным дипольным излучением. Кроме того, он ослаблен, как интеркомбинационный. Сила осциллятора для него равна $f = 0,4 \cdot 10^{-9}$ [6]. По Аллену [1], относительные коэффициенты поглощения для полос A , B и α имеют значения:

$$A : B : \alpha = 13,5 : 1 : 0,039.$$

Эти полосы, как запрещенные, имеют очень малую естественную ширину для вращательных компонент, и в широком диапазоне давлений контуры их линий будут определяться в центре доплеровским уширением, а в остальной части — соударениями.

Эквивалентная ширина линии определяется выражением (в единицах частоты)

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-\alpha_{\nu} l}) d\nu, \quad (1)$$

α_{ν} — коэффициент поглощения, l — толщина поглощающего слоя.

Если мы пренебрежем эффектом доплеровского уширения, то α_{ν} можно определить по формуле для контура ударного уширения [1]:

$$\alpha_{\nu} = \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{p}{p_0} \right) \frac{b (p/p_0)}{(\nu - \nu_0)^2 + b^2 (p/p_0)^2}, \quad (2)$$

где $b = 1,10 n \sigma^2 \sqrt{kT/m}$; α — полный коэффициент поглощения для линии при нормальном давлении; p — давление газа; m — молекулярный вес уширяющего газа; p_0 — нормальное давление; σ — эффективный диаметр молекулы O_2 для столкновений, обуславливающих уширение; n — число частиц уширяющего газа в 1 см^3 при нормальном давлении.

Коэффициент α полного поглощения на единице длины пути для некоторой линии i зависит от распределения молекул по вращательным состояниям и определяется выражением

$$\alpha_i = C \cdot i \cdot e^{-E_i/kT} N, \quad (3)$$

где i — статистический вес, соответствующий данной линии; E_i — энергия исходного вращательного уровня; N — число поглощающих молекул в 1 см^3 ; C — множитель, постоянный для всех линий одной полосы.

Из (2) и (3) следует, что эквивалентная ширина зависит от температуры T газа через распределение молекул кислорода по вращательным состояниям (3) и через скорости частиц уширяющего газа (постоянная b).

Род уширяющего газа влияет через величину σ поперечника столкновения и молекулярный вес частиц этого газа (постоянная b). Влияние давления газа учитывается довольно просто, если в (1) и (2) ввести новую переменную $\nu' = \nu_0(p_0/p)$, что соответствует смещению линии по шкале частот. Тогда для эквивалентной ширины получаем выражение

$$W = p/p_0 \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-\alpha_{\nu'} l}) d\nu' \quad (4)$$

и

$$\alpha_{\nu'} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{b}{(\nu' - \nu'_0)^2 + b^2}.$$

Легко видеть, что интеграл в (4) представляет собой эквивалентную ширину линии при нормальном давлении p_0 . При изменении давления газа эквивалентная ширина изменяется пропорционально p/p_0 .

Влияние уширяющего газа (величина b) учитывается не так просто. Действительно, введем в (4) новую переменную $v'/b = v''$, тогда

$$W = b \frac{p}{p_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[1 - \exp \left(- \frac{\alpha}{\pi b} \frac{1}{(v'' - v_0'')^2 + 1} \right) \right] dv''.$$

Величина b , определяющая влияние уширяющего газа, входит в коэффициент перед интегралом, но эта величина остается также и в показателе экспоненты в подынтегральном выражении. Характер действия уширяющего газа, таким образом, не столь очевиден.

При построении кривой роста мы получаем зависимость эквивалентной ширины от оптической толщины газа; однако из (3) следует, что при постоянной геометрической толщине оптическую толщину можно менять, переходя от одной вращательной компоненты к другой. Так и поступал Аллен в работе [1]. Однако в его случае кривая роста строилась для поглощающего слоя земной атмосферы, находящегося в сложных и несколько неопределенных условиях (распределение по высоте давления и температуры). Распределение давления по высоте было учтено по барометрической формуле. Влияние изменений температуры по столбу поглощающего газа было учтено следующим образом. Задавшись некоторым распределением T с высотой, было показано, что средний коэффициент поглощения для всей атмосферы $\bar{\alpha}$ в этом случае может быть выражен через коэффициент поглощения α при нормальных условиях (p_0 и T_0) следующим образом:

$$\bar{\alpha}_i = \frac{\alpha}{1 + (0,17E_i/kT_0)}, \quad (5)$$

где E_i — энергия исходного вращательного уровня и $T_0 = 303^\circ \text{ K}$.

При этом была учтена зависимость от температуры только через (3). Влиянием температуры через величину b Аллен пренебрегал, считая, очевидно, его незначительным.

Величины $\bar{\alpha}_i$ (точнее, $\lg \bar{\alpha}_i$) использованы Алленом для построения кривой роста [1]; они учитывали распределение молекул кислорода по вращательным состояниям нижнего уровня $^3\Sigma_g^-$.

Исходя из изложенного, было решено провести лабораторные исследования кривой роста для полос поглощения A и B кислорода. Описанные ниже исследования имели целью:

- а) построить кривую роста в лабораторных условиях и сравнить ее с кривой, полученной Алленом для атмосферы в целом;
- б) найти отношение полных коэффициентов поглощения для полос A и B ;
- в) найти абсолютное значение α .

Экспериментальная установка

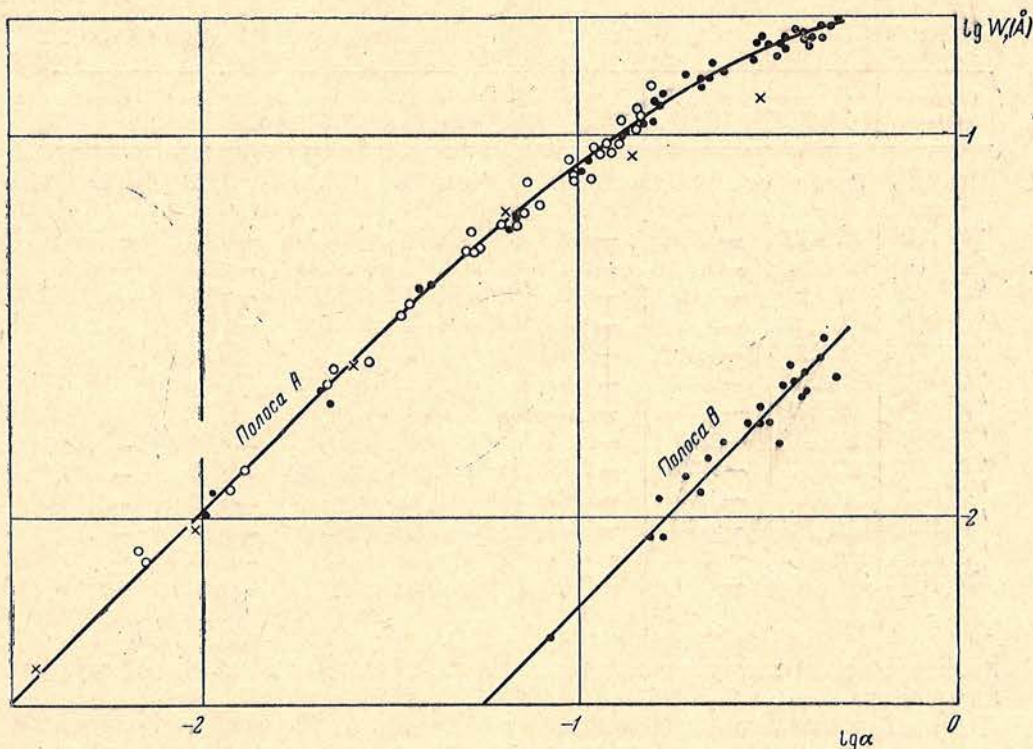
Источником света служила 400-вт кинолампа. Свет от источника собирался линзой в параллельный пучок и направлялся в 80-метровый коридор лаборатории, в другом конце которого находился спектрограф. Система зеркал позволяла увеличивать путь, проходимый лучом света, до 236 м. Изображение источника с помощью системы линз фокусировалось на щель спектрографа.

Нами был использован двухметровый спектрограф PGS-2 Цейсса (Иена) с плоской дифракционной решеткой. Полосы A и B снимались в спектре 3-го порядка; линейная дисперсия для 6900 Å составляла 1,8 Å/мм. Разделение порядков производилось фильтром KC-15. Чтобы получить нормальную плотность сплошного спектра, применялись длительные

Таблица 1

Символ линии	$\lambda, \text{Å}$	$l = 236 \text{ м}$		$l = 77 \text{ м}$	
		$\lg \alpha$	$\lg W (\text{Å})$	$\lg \alpha$	$\lg W (\text{Å})$
Ветвь P полосы A					
PP (4)	7621,00	-0,79	-0,92	-1,28	-1,30
PQ (3)	7623,29	-0,72	-0,84	-1,21	-1,23
PP (3)	7624,50	-0,52	-0,74	-1,01	-1,11
PQ (5)	7627,05	—	—	-1,01	-1,10
PP (5)	7628,23	—	—	-0,89	-1,00
PQ (7)	7631,02	—	—	-0,93	-1,02
PP (7)	7632,17	—	—	-0,84	-0,95
PQ (9)	7635,19	-0,43	-0,72	-0,92	-1,04
PP (9)	7636,33	-0,36	-0,71	-0,85	-0,98
PQ (11)	7639,59	-0,46	-0,74	-0,95	-1,04
PP (11)	7640,71	-0,41	-0,73	-0,90	-1,02
PQ (13)	7644,20	-0,54	-0,80	—	—
PP (13)	7645,31	-0,50	-0,76	—	—
PQ (15)	7649,04	-0,66	-0,85	-1,15	-1,20
PP (15)	7650,14	-0,62	-0,83	-1,11	-1,18
PQ (17)	7654,09	-0,81	-0,96	-1,30	-1,30
PP (17)	7655,18	-0,78	-0,89	-1,27	-1,29
PQ (19)	7659,37	-0,99	-1,09	-1,48	-1,47
PP (19)	7660,45	-0,97	-1,06	-1,46	-1,44
PQ (21)	7664,87	-1,19	-1,24	-1,68	-1,65
PP (21)	7665,94	-1,17	-1,22	-1,66	-1,61
PQ (23)	7670,60	-1,43	-1,40	-1,92	-1,92
PP (23)	7671,67	-1,40	-1,39	-1,89	-1,87
PQ (25)	7676,56	-1,69	-1,66	-2,18	-2,09
PP (25)	7677,62	-1,67	-1,70	-2,16	-2,12
PQ (27)	7682,76	-1,99	-1,99	—	—
PP (27)	7683,80	-1,97	-1,93	—	—
Ветвь R полосы A					
RR (1)	7616,15	—	—	-1,57	-1,59
RR (3)	7613,19	-0,68	-0,85	-1,17	-1,22
RQ (3)	7612,06	-0,68	-0,87	-1,17	-1,23
RR (5)	7610,46	-0,47	-0,76	-0,96	-1,03
RQ (5)	7609,30	-0,46	-0,77	-0,95	-1,04
RR (7)	7607,93	-0,41	-0,74	-0,90	-1,02
RQ (7)	7606,77	-0,36	-0,74	-0,85	-0,93
RR (9)	7605,64	-0,40	-0,76	-0,89	-0,96
RQ (9)	7604,45	-0,32	-0,69	-0,81	-0,87
RR (11)	7603,56	-0,53	-0,75	-1,02	-1,06
RQ (11)	7602,36	-0,34	-0,71	-0,83	-0,96
RR (13)	7601,70	-0,65	-0,81	-1,14	-1,12
RQ (13)	7600,49	-0,39	-0,74	-0,88	-0,99
RR (15)	7600,07	-0,80	-0,91	-1,29	-1,25
RQ (15)	7598,85	-0,48	-0,79	-0,97	-1,11

экспозиции и ширина щели была взята больше нормальной (0,1 мм при нормальной 0,02 мм). Полосы снимались на инфракрасную пленку И-810. Шкала для построения характеристической кривой впечатывалась с помощью 9-ступенчатого кварцевого ослабителя на каждый снимок. Пленка



Кривая роста для полос *A* и *B* молекулярного кислорода

Точки — измерения при длине пути $l = 236$ м; кружки — измерения при длине пути $l = 77$ м; крестики — пересчитанные измерения Аллена [1]

проявлялась в проявителе Kodak D-19 в течение 5 мин при температуре 20–21° С.

Среди полученных снимков были отобраны для дальнейшей обработки три лучших:

время экспозиции

- 1) полоса *A*: $l = 236$ м; $t = 1$ час 10 мин;
- 2) полоса *A*: $l = 77$ м; $t = 1$ мин;
- 3) полоса *B*: $l = 236$ м; $t = 2$ час.

При фотометрической обработке показания микрофотометра снимались через 0,02 мм. По результатам фотометрирования были построены контуры линий и измерены их эквивалентные ширины.

В табл. 1 и на фигуре приведены результаты для полосы *A* для двух длин оптического пути — 236 и 77 м. Обозначения линий и длин волн взяты из работы [7]. Относительные величины $\lg \alpha_i$ для разных линий определялись из [3] с учетом длины пути:

$$\lg \alpha_i = \lg C + \lg i - 0,43 (E_i/kT) + \lg N + \lg l. \quad (6)$$

Величины C , N и l принимались постоянными. Значения i взяты по [8]; были использованы также данные для α , приведенные в [8]. Дополнительно были вычислены значения $\lg \alpha$ для шести линий *R* ветви (отсутствующие в [8]). При вычислениях использованы значения E_i , взятые из [7]. Линии полосы *A* измерялись при двух длинах пути — 236 и 77 м; эквивалентные ширины наносились на одну кривую, для чего все измерения были приведены к длине $l = 236$ м. В табл. 2 и на фигуре

Таблица 2

Символ линии	λ , Å	$\lg \alpha$	$\lg W$ (Å)	Символ линии	λ , Å	$\lg \alpha$	$\lg W$ (Å)
Ветвь <i>P</i> полосы <i>B</i> ($l = 236$ м)				Ветвь <i>P</i> полосы <i>B</i> ($l = 236$ м)			
^{P}P (1)	6883,83	-0,79	-1,95	^{P}Q (15)	6908,53	-0,66	-1,84
^{P}Q (3)	6885,75	-0,72	-1,89	^{P}P (15)	6909,43	-0,62	-1,80
^{P}P (3)	6886,74	-0,52	-1,71	^{P}Q (17)	6913,20	-0,81	-2,05
^{P}Q (5)	6888,95	-0,52	-1,75	^{P}P (17)	6914,09	-0,78	-2,05
^{P}P (5)	6889,90	-0,40	-1,62	Ветвь <i>R</i> полосы <i>B</i> ($l = 236$ м)			
^{P}Q (7)	6892,37	-0,44	-1,60	^{R}R (1)	6879,93	-1,08	-2,32
^{P}P (7)	6893,31	-0,35	-1,53	^{R}R (3)	6877,64	-0,68	-1,93
^{P}Q (9)	6896,04	-0,43	-1,64	^{R}Q (3)	6876,72	-0,68	-1,93
^{P}P (9)	6896,97	-0,36	-1,58	^{R}R (5)	6875,59	-0,47	-1,80
^{P}Q (11)	6899,95	-0,46	-1,65	^{R}R (9)	6872,25	-0,40	-1,67
^{P}P (11)	6900,87	-0,41	-1,68	^{R}Q (9)	6871,29	-0,32	-1,63
^{P}Q (13)	6904,12	-0,55	-1,75				
^{P}P (13)	6905,02	-0,50	-1,75				

приведены соответствующие данные для линий полосы *B*, полученные при длине пути 236 м.

Эквивалентные ширины измерены в единицах Å. Перевод их в единицы см^{-1} (использованные другими авторами) производится по соотношениям:

$$\begin{aligned} \text{для полосы } A: \Delta \lambda (\text{Å}) &= 0,585 \Delta \nu (\text{см}^{-1}), \\ \text{для полосы } B: \Delta \lambda (\text{Å}) &= 0,476 \Delta \nu (\text{см}^{-1}). \end{aligned} \quad (7)$$

Параметры линейной части кривых роста для полос *A* и *B* были определены методом наименьших квадратов. При этом получено:

$$\begin{aligned} \text{для полосы } A: \lg W &= 0,993 \lg \alpha + 0,01, \\ \text{для полосы } B: \lg W &= 1,02 \lg \alpha - 1,21. \end{aligned} \quad (8)$$

Как видно из (8), линейные части кривых роста с точностью до 2% параллельны друг другу и идут под углом 45° к оси абсцисс.

Обсуждение результатов

а. Прежде всего целесообразно сравнить наши результаты с данными Аллена [1]. Для этой цели надо привести значения $\lg \bar{\alpha}$, принятые в [1], к нашему масштабу $\lg \alpha$. Измерения [1] сделаны для всей атмосферы при воздушной массе 1,2, приведены к нормальному давлению на уровне моря и $T = 303^\circ \text{K}$. В этом случае высота в однородной атмосфере составляет 8,7 км [9], что дает общую длину пути 10,4 км. В нашем случае $l = 0,236$ км. В соответствии с (6) в величины $\lg \bar{\alpha}$, принятые в [1], необходимо ввести $+1,64$. Кроме того, нуль-пункт нашей шкалы $\lg \alpha$ смещен относительно нуль-пункта шкалы в [1] на $-0,79$. Таким образом, чтобы привести измерения [1] в одну шкалу по $\lg \alpha$ с нашими, необходимо к величинам $\lg \bar{\alpha}$, принятым в [1], прибавить 0,85.

Остается еще учесть разность давлений: наши измерения проведены при $p = 720$ мм, в [1] — при $p_0 = 760$ мм. В соответствии с (4) значения $\lg W$, приведенные в [1], необходимо увеличить на $\lg (760/720) = 0,02$, перечислив их еще в единицы Å по (7).

Если ввести все эти поправки, то получаем сопоставимые с нашими величины, приведенные в табл. 3.

Таблица 3

Символ линии	$\lambda, \text{Å}$	$\lg \alpha$		$\lg W (\text{Å})$	
		из [1]	после пересчета	из [1]	после пересчета
PQ (27)	7682,76	-1,37	-0,52	-0,92	-0,90
PP (27)	7683,80				
PQ (29)	7689,18	-1,71	-0,86	-1,07	-1,05
PP (29)	7690,22				
PQ (31)	7695,84	-2,05	-1,20	-1,22	-1,20
PP (31)	7696,87				
PQ (33)	7702,74	-2,46	-1,61	-1,62	-1,60
PP (33)	7703,76				
PQ (35)	7709,87	-2,86	-2,01	-2,04	-2,02
PP (35)	7710,87				
PQ (37)	7717,25	-3,30	-2,45	-2,43	-2,41
PP (37)	7718,26				

Полученные таким образом величины нанесены на фигуру. Как видно из фигуры, согласие пересчитанных точек из [1] с нашими вполне удовлетворительное.

б. Сравнивая кривые роста для полос A и B , можно найти отношение полного поглощения в этих полосах. Получить это отношение в лабораторных условиях тем более полезно, что значение, полученное для него в [1] — (13,5), расходится со значением, которое дается в [6] — (11,2). Совпадение эквивалентных ширин для двух линий из полос A и B означает равенство оптической толщины, т. е. при равной массе поглощающего газа $\alpha_A = \alpha_B$, или согласно (3):

$$C_A i_A e^{-E_A/kT} = C_B i_B e^{-E_B/kT},$$

т. е.

$$\frac{C_A}{C_B} = \frac{i_B e^{-E_B/kT}}{i_A e^{-E_A/kT}}.$$

Поскольку по оси абсцисс мы откладываем именно значения $\lg i e^{-E/kT}$, то величина сдвига кривой A от кривой B по оси абсцисс и дает нам величину $\lg (C_A/C_B)$. В соответствии с (8), сдвиг линейных частей кривых роста у нас составляет 1,22. При пересчете W в единицы см^{-1} по (7) сдвиг равен 1,13, что дает $C_A/C_B = 13,5$, в хорошем согласии со значением, полученным Алленом, — 13,5 в [1].

в. Абсолютное значение α было определено нами для линии PP (1) (7621 Å) полосы A . Для этого была использована эквивалентная ширина, определенная для этой линии на расстоянии 236 м.

Действительно,

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-\alpha_\nu l}) d\nu.$$

Разложим подынтегральное выражение в ряд по степеням $(\alpha_\nu l)$ и будем интегрировать его почленно. Как известно,

$$\alpha = \int_0^\infty \alpha_\nu d\nu.$$

Для удобства интегрирования примем, согласно (3):

$$\alpha_v = \frac{\alpha}{ax^2 + c} = \frac{\alpha}{X}.$$

Здесь

$$a = \frac{\pi}{b} \left(\frac{P_0}{p} \right)^2, \quad c = \pi b, \quad X = ax^2 + c, \quad x = v - v_0.$$

В таком случае разложение W в ряд имеет вид

$$W = \alpha l - \frac{(\alpha l)^2}{2!} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(ax^2 + c)^2} + \frac{(\alpha l)^3}{3!} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(ax^2 + c)^3} + \dots$$

При интегрировании имеем в виду, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{X^n} = \frac{2n-3}{(n-1)2c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{X^{n-1}};$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{X} = \frac{2}{\sqrt{4ac}} \pi,$$

а также $a = 70 \text{ см}$, $c = 0,457 \text{ см}^{-1}$ и $b = 0,05 \text{ см}^{-1}$.

В результате интегрирования получаем, ограничиваясь разложением до 6-го члена (что оказалось достаточным):

$$W = \alpha l - 1,54 (\alpha l)^2 + 2,4 (\alpha l)^3 - 3,1 (\alpha l)^4 + 3,5 (\alpha l)^5 - 3,1 (\alpha l)^6.$$

Согласно нашим измерениям, для линии $^P P$ (1) при переходе к см^{-1} $W = 0,206 \text{ см}^{-1}$. Уравнению удовлетворяет $\alpha l = 0,34 \text{ см}^{-1}$. Отсюда для полного коэффициента поглощения на одну молекулу получаем:

$$\alpha = \frac{(\alpha l) c}{ln} = 7,7 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1},$$

где $n = 0,56 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — число молекул O_2 в 1 см^3 при нормальных условиях. В [1] дано значение $7,3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$. Таким образом, наши результаты подтверждают данные работы [1].

Декабрь 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. C. W. Allen. *Astrophys. J.*, 85, 156, 1937.
2. В. К. Прокофьев и Н. Н. Петрова. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 29, 3, 1963.
3. В. К. Прокофьев. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 31, 276, 1964.
4. А. Б. Северный. *ЖЭТФ*, 8, № 2, 156, 1938.
5. M. Shimizu. *Planet. Space Sci.*, 11, 269, 1963.
6. R. Messke u. W. Childs. *Zs. f. Phys.*, 68, 344, 1931.
7. H. D. Babcock a. L. Herzberg. *Astrophys. J.*, 108, 167, 1948.
8. W. Childs. *Astrophys. J.*, 77, 212, 1933.
9. К. У. Аллен. *Астрофизические величины*. ИЛ, 1960.

О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ АТМОСФЕРЫ ЮПИТЕРА

Л. С. Галкин

Были получены спектры Юпитера при двух положениях щели: вдоль экватора и по полярному диаметру.

Спектры были профотометрированы поперек дисперсии. На полученных кривых в интенсивностях были измерены ширины этих кривых при одной и той же интенсивности для всех спектров. Измерения велись в интервале от 4350 до 3400 Å.

Рассмотрение кривых фиг. 2 показывает, что вдоль полярного диаметра планеты потемнение к краю больше, чем для экваториального диаметра.

Высказывается мнение, что это связано с большим поглощением в ультрафиолетовой части спектра для областей атмосферы, расположенных около полюсов планеты, и различием в структуре атмосферы в районе полюсов и экватора.

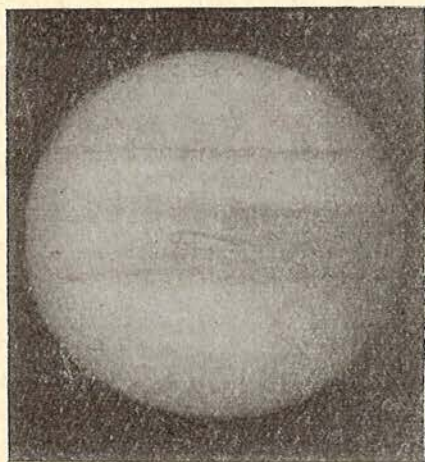
SOME PROPERTIES OF THE ATMOSPHERE OF JUPITER, by *L. S. Galkin*.— Spectra of Jupiter have been obtained at two positions of the slit: along the equator and the polar diameter. Photometric tracings of the spectra along dispersion were made. The widths of the intensity curves were measured at one and the same intensity for all the spectra. The measurements were made in the 4350—3400 Å spectral region.

The curves given in figure 1 show that the darkening towards the limb is greater along the polar diameter than along the equatorial diameter. It is suggested that this is connected with large absorption in the ultraviolet for regions of the atmosphere near the poles of the planet and the difference in the structure of the atmosphere in the region of the poles and equator.

Замечательной особенностью Юпитера является наличие четко выраженной полосатой структуры атмосферы. На Юпитере существуют образования двух типов: светлые полосы, являющиеся облаками, содержащие продукты конденсации аммиака и, вероятно, некоторых других тяжелых газов, и темные образования в виде пятен и полос.

Детали, видимые на диске планеты, образуют две различные системы: детали, находящиеся внутри полосы примерно $\pm 10^\circ$ от экватора, составляют так называемую систему I, начальный меридиан которой вращается с периодом $9^h50^m30^s,003$; детали, лежащие дальше 10° от экватора в той или другой полусфере, составляют систему II, начальный меридиан которой вращается с периодом $9^h55^m40^s,632$ [1]. Экваториальная область вращается со скоростью на 100 м/сек большей, чем скорость соседних частей планеты.

В атмосфере Юпитера часто наблюдаются быстрые и бурные изменения видимых на диске планеты деталей. «В сущности говоря, — как отмечает В. Г. Фесенков [2], — не может быть двух рисунков или фотографий, претендующих на некоторые детали, которые были бы сходны между собой». Следует отметить, что осенью 1962 г. наблюдались особенно сильные



Фиг. 1. Рисунок Юпитера, сделанный 26 октября 1962 г. 21^h15^m

изменения в виде деталей и экваториальная полоса часто была довольно контрастной (на. фиг. 1 помещен рисунок Юпитера, сделанный на Симферопольской юношеской обсерватории наблюдателем Г. Жуховицкой в момент получения спектров в Крымской обсерватории).

Гесс [3] сделал первый шаг в изучении метеорологии Юпитера своим спектроскопическим исследованием изменения интенсивности полос поглощения метана — λ 6190 Å и аммиака — λ 6441 Å вдоль поверхности планеты. Изменение в интенсивности он объяснял различием в высоте облаков и в температуре.

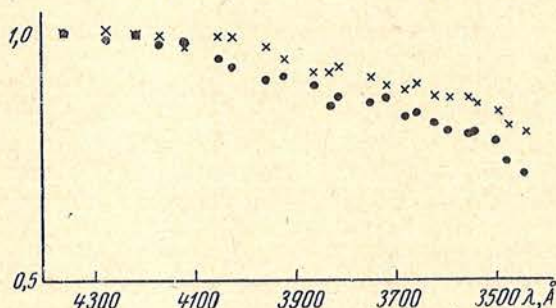
Юри и Дольфус [4] не подтверждают результаты Гесса. Дольфус считает, что полярные области Юпитера, по-видимому, свободны от облаков.

В. Г. Фесенков [2] особо отмечает роль резкого повышения турбулентного перемешивания, которая особенно развивается на границе разделов различных потоков, движущихся с различной скоростью. Здесь происходит поднятие более нагретых веществ, что обуславливает исчезновение наружных продуктов конденсации и появление сконденсированных более глубоких материалов, отличающихся иной окраской.

Для исследования возможных спектральных различий по диску планеты в октябре 1962 г. на кварцевом спектрографе 1220-мм отражательного телескопа был получен ряд спектрограмм Юпитера при двух положениях щели спектрографа: вдоль экваториального диаметра и по полярному диаметру.

Для получения спектров были использованы фотопластинки Eastman Kodak 103a-O. Весь цикл наблюдений при обоих положениях щели составлял примерно минут двадцать. Экспозиции для каждого положения были: 5^s, 30^s, 2^m, 2^m.

Качество изображения было хорошим, дрожание — незначительным, детали на диске планеты хорошо просматривались. Уже визуально можно было обнаружить некоторое различие в ходе ширины спектра при одном и другом положении щели в ультрафиолетовой области. Для проверки этого обстоятельства полученные спектры были промерены на микрофотометре МФ-2 поперек дисперсии при различных значениях длины волны в интервале 4350—3400 Å. Далее, были построены в интенсивностях



Фиг. 2. Относительные изменения ширины спектра. Точки — полярное сечение; крестики — экваториальное

кривые для каждого разреза спектра. При одной и той же интенсивности для всех спектров были измерены ширины этих фотометрических кривых, т. е. ширины спектров. Получаемые величины могут служить некоторым критерием для выяснения характера потемнения к краю диска планеты для экваториального и полярного сечений.

На фиг. 2 по оси абсцисс отложены длины волн, по оси ординат — средние величины относительного изменения ширины спектра в единицах ширины у $\lambda 4300 \text{ \AA}$ для двух диаметров планеты.

Так как условия получения спектров и обработки этих спектров совершенно тождественны, то можно сравнивать ход изменения ширины их в зависимости от длины волны для экваториального и полярного диаметров. Мы видим, что для полярного диаметра кривая падает в ультрафиолетовой области круче, чем для экваториального диаметра. Это приводит нас к выводу, что для полярного диаметра планеты потемнение в ультрафиолетовой области к краю диска Юпитера больше, чем для экваториального.

Очевидно, это связано с большим поглощением в ультрафиолетовой части спектра в областях атмосферы, расположенных около полюсов планеты, и существенно различной структурой атмосферы в районе полюсов и экватора.

Следует отметить, что приведенные на фиг. 2 кривые обнаруживают некоторые флуктуации в их ходе с $\lambda 4100 \text{ \AA}$.

Изучение спектральных изменений характера потемнения к краю диска планеты для экваториального и полярного сечений, а также выяснение причин различий в ходе кривых и их структуры будет продолжено в дальнейшем.

В заключение хочу выразить искреннюю признательность А. Б. Северному и В. К. Прокофьеву за ценное обсуждение работы, а также Л. С. Голополосовой за помощь в обработке материала.

Октябрь 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. М. Реек. The Planet Jupiter. Chaps 1, 6, 27. London, Faber and Faber, 1958.
 2. В. Г. Фесенков. Изв. Астрофиз. ин-та АН УзССР, 1, 239, 1955.
 3. S. L. Hess. Astrophys. J., 118, 151, 1953.
 4. H. C. Urey. Handbuch der Physik, v. 52, Berlin, Springer, 1959, S. 408.
-

О ДВИЖЕНИИ ВЕЩЕСТВА
НА РАЗЛИЧНЫХ УРОВНЯХ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ
В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ ВО ВРЕМЯ ВСПЫШЕК

С. И. Гопасюк

По записям лучевых скоростей, полученным с помощью магнитографа БСТ по линиям Fe I λ 4886,3 Å и H β , изучаются движения вещества на уровне фотосферы и хромосферы во время вспышек.

В предположении одинаковой плотности газа в потоках установлено, что на уровне фотосферы:

1) в отсутствие вспышек отношение потока опускающегося газа ($\Phi_{\text{оп}} = S_{\text{ок}} V_{\text{ок}}$) к потоку поднимающегося газа ($\Phi_{\text{пк}} = S_{\text{пк}} V_{\text{пк}}$) по активной области в целом близко к 2,5;

2) во время больших вспышек: а) возрастают скорости подъема и опускания газа в областях пятен (ядра плюс полутени), тогда как вне пятен скорости практически не изменяются, б) сильно увеличиваются потоки поднимающегося газа в области пятен при незначительном увеличении потоков вне области пятен.

3) во время вспышек не происходит полного выравнивания потоков опускающегося и поднимающегося газа по всей активной области и отношение $\Phi_{\text{ок}}/\Phi_{\text{пк}}$ уменьшается до 1,4, а затем, после вспышки, снова становится равным 2,0—2,5;

4) на уровне хромосферы после максимума вспышки балла 3⁺ 1 апреля 1960 г. отношение потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа было равно 11,0; что примерно в 7 раз больше, чем в отсутствие вспышек;

5) результаты наблюдений на уровне фотосферы и хромосферы находятся в согласии, если считать, что во время вспышек происходит подъем вещества из фотосферы в хромосферу с последующим его опусканием.

MOTIONS OF MATTER AT DIFFERENT SOLAR ATMOSPHERIC LEVELS IN ACTIVE REGIONS DURING FLARES, by S. I. Gopasyuk.— Motions of matter at the photospheric and chromospheric levels have been studied, using recordings of radial velocities obtained in the Fe I λ 4886.3 and H β lines with the magnetograph of the solar tower telescope.

Assuming that the gas density in the flows is equal, it is found that at the photospheric level:

1. In the absence of flares the ratio of the flow of the descending gas ($\Phi_{\text{ок}} = S_{\text{ок}} V_{\text{ок}}$) to that of the ascending gas ($\Phi_{\text{пк}} = S_{\text{пк}} V_{\text{пк}}$) in an active region is close to 2.5.

2. During large flares: а) there is an increase in the ascending and descending gas velocities in spot regions (umbra plus penumbra) while outside spots the velocities do not change practically, б) there is a marked increase in the flow of the ascending gas in spot regions and an inconsiderable increase outside spot regions.

3. During flares the flows of the ascending and descending gas do not wholly equalize in all of the active region and the $\Phi_{\text{ок}}/\Phi_{\text{пк}}$ flow ratio decreases to 1.4 and then after a flare again attains 2.0—2.5.

4. After the maximum of flare 3⁺ of April 1, 1960 at the chromospheric level the flow ratio was 11.0, exceeding by about a factor of 7 the value in the absence of flares.
5. The results of observations at chromospheric and photospheric levels are in agreement if it is assumed that during flares matter ascends from the photosphere to the chromosphere and then descends.

При спектроскопическом изучении эффекта Эвершеда [1] было обнаружено, что в той части пятна, которая находилась под вспышкой, скорости на уровне фотосферы были аномально большими и измерения по центру тяжести линии дали значение 2,5 км/сек. Более того, в этом месте наблюдались хорошо выраженные «флажки», указывавшие на наличие скоростей порядка 10 км/сек.

Фотоэлектрические записи лучевых скоростей с помощью магнитографа показывают существенные изменения поля этих скоростей на уровне фотосферы во время вспышек [2, 3]. Согласно результатам [2, 3], во время вспышек увеличиваются как площади, занятые поднимающимся газом на уровне фотосферы, так и скорости подъема. Как следует из [2], во время вспышки балла 3 лучевая составляющая скорости подъема вещества превысила 2 км/сек практически по всей области, которая существенно больше площади, занятой пятнами. В [3] установлено, что во время вспышки балла 3⁺ скорости подъема газа на уровне фотосферы возросли в 2,5 раза и достигли значений 1 км/сек. Также увеличилась и область подъема газа. При этом существенные увеличения площади, занятой поднимающимся газом, и его скорости наблюдались только в области пятен и сопровождалась смещением пятен, увеличением числа выбросов в верхних слоях хромосферы над пятнами и усилением вспышки в H α .

Однако до настоящего времени изменения в движениях вещества в активных областях во время вспышек как на уровне фотосферы, так и хромосферы еще не рассматривались с количественной стороны. Изучение этих вопросов проводится в настоящей работе.

Материал наблюдений и его обработка

Используемый здесь материал наблюдений получен в 1959 и 1960 гг. Он представляет собой результаты фотоэлектрических измерений на магнитографе башенного солнечного телескопа (БСТ) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР [4] лучевых скоростей в активных областях в линиях FeI λ 4886,3 Å и H β [5] одновременно с регистрацией магнитных полей.

Разрезы изображения поверхности Солнца делались вдоль суточной параллели со скоростью 2" в секунду времени при расстояниях между разрезами примерно 7". Ширина и высота щели спектрографа были выбраны соответственно 0,3 и 0,5 мм при диаметре изображения Солнца 20 см. Общее разрешение на Солнце с учетом постоянной времени прибора соответствует 25 квадратным секундам дуги. Точность измерения лучевых скоростей определялась шумами, обусловленными турбулентными движениями в спектрографе. Величина шумов оценивалась экспериментально. Для этого на щель спектрографа ставился невозмущенный участок поверхности Солнца и записывался сигнал на самописце лучевых скоростей. Калибровка лучевых скоростей в абсолютных единицах производилась по краям Солнца у экватора. Для нашего магнитографа амплитуда шумов составляла около 80 м/сек.

Здесь уместно указать на один существенный недостаток, которым обладают магнитографы с двумя фотоумножителями. Дело в том, что нельзя подобрать два фотоумножителя с абсолютно одинаковыми характеристиками фототок — поток света, т. е. с абсолютно одинаковыми чувствитель-

ностями. Различия в чувствительностях фотоумножителей компенсируются разными напряжениями, подаваемыми на ФЭУ [6]. Этот процесс выравнивания чувствительностей ФЭУ, называемый балансировкой, производится строго при постоянном значении светового потока, т. е. в одной точке на характеристике ФЭУ. Предположим, что после того как ФЭУ сбалансированы, поток света изменился. Это приводит к смещению в другую точку на характеристике фототок — поток света, в которой ФЭУ уже не сбалансированы. Нарушение баланса ФЭУ равносильно смещению линии, что особенно сильно может сказаться на записи лучевых скоростей и существенно в меньшей степени — на величине сигнала, определяющем магнитное поле. Этот вопрос более подробно будет рассмотрен отдельно. Здесь же только укажем, что при взятых нами ширинах щели фотометра для Fe I λ 5250,2 Å [5] эффект нарушения баланса ФЭУ в небольшом пятне (примерно $1/2$ непрерывного спектра солнечного диска) дает величину сигнала в лучевых скоростях, равную 300 м/сек. Поэтому для получения реальной величины лучевых скоростей в больших пятнах и вообще при существенных изменениях яркости этот эффект надо принимать во внимание. Однако при повторных записях одного и того же разреза в пятне при одинаковых атмосферных условиях указанный выше эффект постоянен и записи лучевых скоростей получаются почти тождественными [3], но при этом они искажены влиянием этого эффекта.

Таблица 1

Дата	Время	λ	№ групп	Координаты центра		$\Phi_{\text{ПК}}$	$\Phi_{\text{ПП}}$	$\Phi_{\text{ОК}}$	$\Phi_{\text{ОП}}$	$\Phi_{\text{ОК}}/\Phi_{\text{ПК}}$
				φ	λ					
1	2	3	4	5		6	7	8	9	10
3.VII 1959	13h00 ^m	4886,3	35	12 N	7 E	40	0	90	0	2,25
	13 45	4886,3	35			30	0	80	0	2,7
7.VII	15 32	4886,3	35	12 N	36 E	130	42	340	70	2,6
14.VII	9 54	4886,3	40	16 N	6 E	80	30	205	130	2,5
	11 05	4886,3	40			117	54	160	66	1,4
	11 55	4886,3	40			127	39	178	105	1,4
	13 27	H $_{\beta}$	40			500		690		1,4
	14 20	H $_{\beta}$	40			340		555		1,6
	16 55	4886,3	40			88	18	160	74	2,0
15.VII	16 50	4886,3	40	16 N	7 W	65	31	230	69	3,5
16.VII	14 40	4886,3	40	16 N	21 W	140	65	293	92	2,1
	18 00	4886,3	40			184	120	280	120	1,5
17.VII	9 00	4886,3	40	16 N	34 W	195	97	351	83	1,7
	11 00	4886,3	40			120	57	290	75	2,4
	13 30	H $_{\beta}$	40			470		750		1,6
18.VII	11 50	4886,3		16 N	46 W	205	50	190	45	0,92
	16 40	4886,3	40			200	50	216	40	1,1
28.VII	9 05	4886,3	56	11 N	44 E	186	25	192	54	1,05
	11 05	H $_{\beta}$	56			750		1590		2,1
11.VIII	10 55	4886,3	69	11 S	34 W	79	20	216	16	2,7
				12 N	11 W					
1.IV 1960	13 15	4886,3				190	48	265	30	1,4
	14 20	4886,3				153	37	307	44	2,0
	15 55	H $_{\beta}$				198		2130		11,0
	17 05	4886,3				129	29	304	81	2,36

При обработке лучевых скоростей очень важным и очень трудным является определение нуль-пункта, от которого отсчитываются значения локальных лучевых скоростей. В данной работе нуль-пункт в лучевых скоростях определялся методом, описанным в работе [3]. Результаты обработки фотоэлектрических изменений лучевых скоростей представлены в виде карт [5].

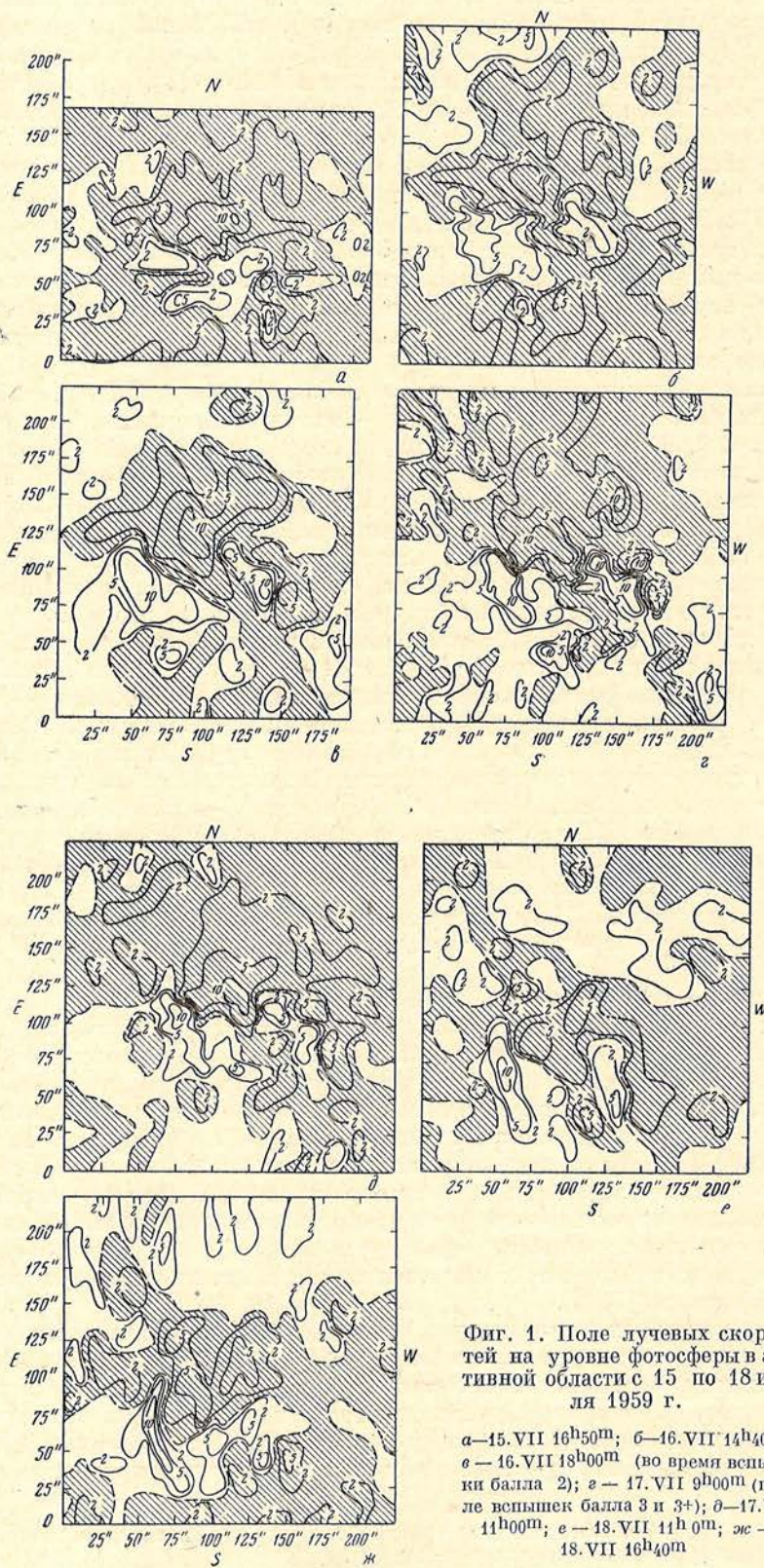
Для изучения были отобраны 24 карты. Часть из них получена во время вспышек балла 2; 3 и 3⁺; для других, в частности 16 и 17 июля и 18 августа 1959 г., между двумя последующими записями данной активной области возникали вспышки балла 3 и 3⁺. Остальные записи получены, когда в данной активной области вспышки не превосходили балла 1 или вообще отсутствовали. Заметим, что нами обычно записывались активные группы, в которых, как известно, маленькие вспышки возникают исключительно часто.

Список карт и данные о материале наблюдений представлены в табл. 1. В первом столбце — дата, во втором — время начала записи (время всюду московское), в третьем — длина волны линии, по которой производилась запись, в четвертом — номер группы (по нумерации, принятой в Крымской астрофизической обсерватории) и в пятом — примерные координаты центра группы. Исключительно ценным является материал, полученный с 14 по 18 июля 1959 г., так как за этот период времени проведена большая серия записей лучевых скоростей на различных уровнях солнечной атмосферы исключительно активной группы, в которой за это время произошло три вспышки балла 3 и 3⁺, несколько вспышек балла 2 и очень большое количество вспышек балла 1. На фиг. 1 приведены карты лучевых скоростей на уровне фотосферы активной группы пятен № 40 за 15—18 июля 1959 г. * Не менее ценным является материал, относящийся к 1 апреля 1960 г., когда были получены четыре записи лучевых скоростей на различных уровнях солнечной атмосферы. Первые три наблюдения проведены во время вспышки балла 3⁺, а четвертое — после ее окончания. Записи 1 апреля 1960 г., относящиеся к фотосфере, представлены на фиг. 2. На всех картах фиг. 1 и 2 (а также фиг. 5) нулевая линия лучевых скоростей отмечена пунктиром. Сплошными линиями отмечены одинаковые значения скоростей. Цифры, стоящие возле каждой из сплошных линий, дают величину скорости в сотнях *м/сек*. Районы опускания газа заштрихованы.

Из приведенных на фиг. 1 и 2 карт видно, что подъемы и опускания газа в активных группах Солнца происходят как на больших, так и на сравнительно малых площадях [7]. Максимальные скорости подъема и опускания газа составили 1,7 *км/сек* и относились к движениям в пятнах. Большие области, занятые подъемом или опусканием газа, довольно устойчивы и прослеживаются в течение всех дней записи данной группы. Во время мощных вспышек картина этих движений несколько нарушается вследствие усиления подъемов вещества из пятен, а затем после вспышки снова восстанавливается прежняя картина. Что же касается движений меньших масштабов, то они очень неустойчивы. Иногда они смещаются, пропадают или на их месте возникают движения с противоположными скоростями [7, 8].

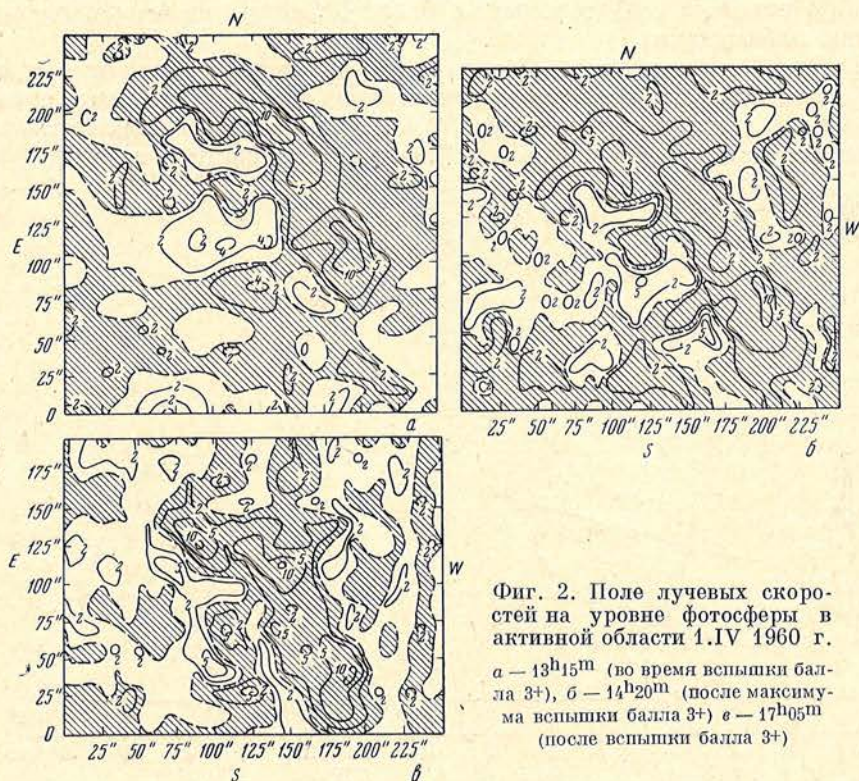
При количественном изучении движения газа в активных областях проводились измерения величины $\Phi = SV$ отдельно для районов подъема и опускания газа. Величина Φ представляет собой произведение площади S и скорости V и пропорциональна потоку вещества. Для определения Φ измерялась площадь S каждого участка карты, ограниченного двумя соседними изолиниями лучевых скоростей, и находилась средняя скорость

* Карты лучевых скоростей на уровне фотосферы за 14 июля здесь не приводятся, так как они уже опубликованы в работе [3].



Фиг. 1. Поле лучевых скоростей на уровне фотосферы в активной области с 15 по 18 июля 1959 г.

а—15.VII 16^h50^m; б—16.VII 14^h40^m;
в—16.VII 13^h00^m (во время выпя-
тки балла 2); г—17.VII 9^h00^m (пос-
ле выпяток балла 3 и 3+); д—17.VII
11^h00^m; е—18.VII 11^h00^m; жс —
18.VII 16^h40^m



Фиг. 2. Поле лучевых скоростей на уровне фотосферы в активной области 1.IV 1960 г.

а — $13^{\text{h}}15^{\text{m}}$ (во время вспышки балла 3+), б — $14^{\text{h}}20^{\text{m}}$ (после максимума вспышки балла 3+) в — $17^{\text{h}}05^{\text{m}}$ (после вспышки балла 3+)

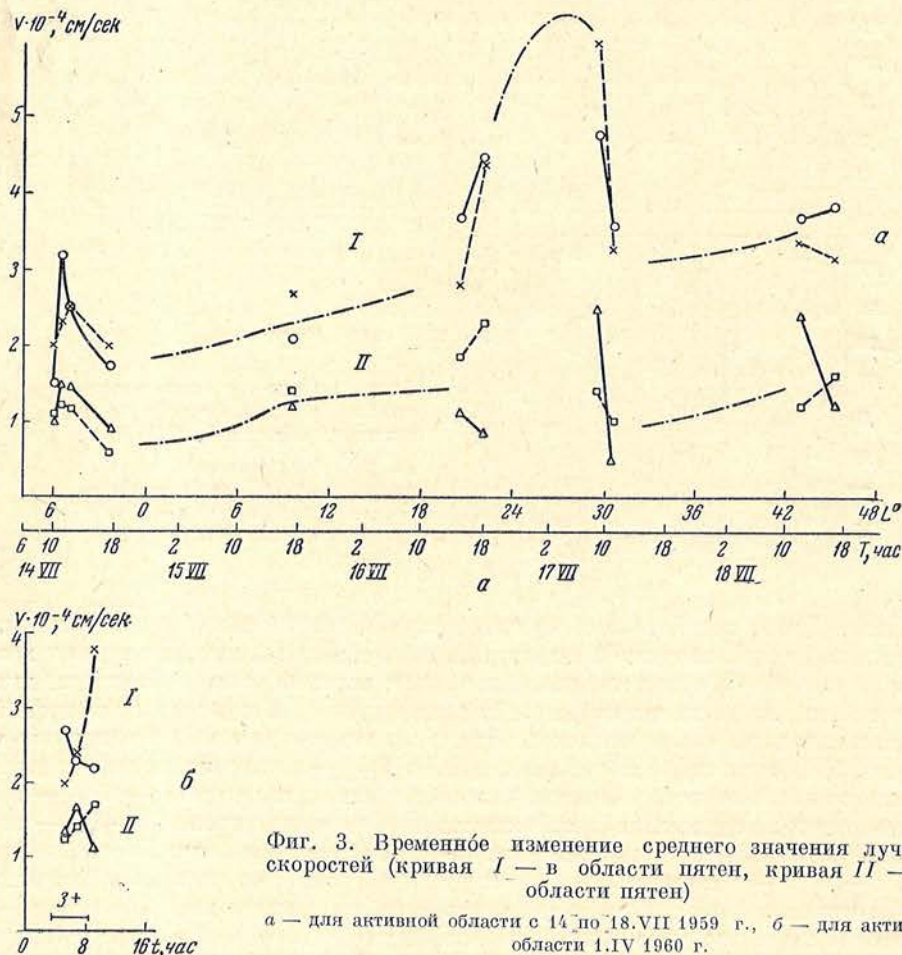
V в нем. Далее составлялись суммы полученных таким образом величин (SV) для областей подъема и опускания газа отдельно, которые и дают нам полные потоки Φ . Аналогичные измерения потоков были выполнены для областей, занятых пятнами (ядра плюс полутени). Результаты измерений в произвольных, но одинаковых для всех карт единицах приведены в табл. 1. В шестом столбце таблицы дается $\Phi_{\text{пк}}$ — величина потока поднимающегося газа во всей области (включая пятна); в седьмом — $\Phi_{\text{пп}}$ — величина потока поднимающегося газа только в пятнах; в восьмом — $\Phi_{\text{ок}}$ — величина потока опускающегося газа во всей области (включая пятна); в девятом — $\Phi_{\text{оп}}$ — величина потока опускающегося газа только в пятнах. Чтобы перейти к абсолютным единицам, необходимо все данные шестого — девятого столбцов умножить на коэффициент $k = 8 \cdot 10^{21} n$ (n — плотность атомов на данном уровне солнечной атмосферы); тогда Φ будет иметь размерность *атом/сек.*

Движения на уровне фотосферы

На основании данных, приведенных в шестом — девятом столбцах табл. 1 только для уровня фотосферы, вычислялись средние по площади величины скоростей подъема и опускания газа отдельно для области внутри пятен (ядра + полутени) и для области вне пятен. Результаты вычислений для группы № 40 (табл. 1) с 14 по 18 июля 1959 г. нанесены на графиках фиг. 3, а, а для вспышки балла 3+ 1 апреля 1960 г. — на фиг. 3, б. На фиг. 3 по оси ординат отложены средние значения скоростей; по оси абсцисс — время и соответствующая долгота (в градусах) центра группы пятен от центрального меридиана. Под осью абсцисс фиг. 4, а (согласно бюллетеню «Солнечные данные») нанесены все вспышки, которые наблюдались в группе № 40 с 14 по 18 июля, цифры под ними указывают балл. На

фиг. 3, б нанесена только вспышка балла 3⁺, во время которой производились наблюдения.

На фиг. 3, а видно, что по мере перемещения группы пятен от центрального меридиана наблюдается некоторый систематический рост средней скорости подъема и опускания газа. Особенно отчетливо проявляется подъем для скоростей в пятнах (кривая I). Это вполне понятно, так как эффект



Фиг. 3. Временное изменение среднего значения лучевых скоростей (кривая I — в области пятен, кривая II — вне области пятен)
а — для активной области с 14 по 18.VII 1959 г., б — для активной области 1.IV 1960 г.

Эвершеда увеличивается от центра к краю солнечного диска. Однако наряду с этим 14 и 16—17 июля наблюдались резкие увеличения средних значений скоростей в пятнах (кривая I) и значительно меньшие изменения в области вне пятен (кривая II).

Записи 14 июля производились во время вспышки балла 3⁺. 16 июля вторая запись сделана во время вспышки балла 2 перед вспышкой балла 3. Вскоре за этой вспышкой последовала исключительно мощная вспышка балла 3⁺. 17 июля первые наблюдения проведены после этих грандиозных событий (во время вспышки балла 1⁺). Вторая запись 17 июля сделана при существенно меньшей активности группы, поэтому и средние значения скоростей возвращаются к своим как бы нормальным значениям.

На фиг. 3, б показаны непосредственные изменения средних значений скоростей во время вспышки балла 3⁺. Рассмотрение фиг. 3, а и б приводит к заключению, что мощные вспышки сопровождаются сильными изме-

нениями лучевых скоростей в пятнах и значительно меньшими вне пятен на уровне фотосферы. Полученный вывод хорошо согласуется с результатами работ [1, 3].

Естественно ожидать, что изменение лучевых скоростей во время вспышек должно сказаться и на изменениях потоков вещества в активных группах. При изучении этих изменений потоков на уровне фотосферы поле лучевых скоростей, как и раньше, делилось на две части. К первой — относится поле лучевых скоростей в пятнах, а ко второй — поле лучевых скоростей в области вне пятен. По данным, приведенным в шестом — девятом столбцах табл. 1, находились отношения потока поднимающегося вещества к потоку опускающегося вещества для пятен ($\Phi_{пп}/\Phi_{оп}$) и для областей вне пятен ($\Phi_{пв}/\Phi_{ов}$):

$$\frac{\Phi_{пв}}{\Phi_{ов}} = \frac{\Phi_{пк} - \Phi_{пп}}{\Phi_{ок} - \Phi_{оп}}.$$

Результаты представлены в виде графиков на фиг. 4, а (для группы пятен № 40 — с 14 по 18 июля 1959 г.) и на фиг. 4, б (для вспышки балла 3⁺ 1 апреля 1960 г.). На фиг. 4 по оси ординат отложены отношения потока $\Phi_{п}$ поднимающегося вещества к потоку $\Phi_{о}$ опускающегося вещества для области пятен (кривая I) и для области вне пятен (кривая II).

Из фиг. 4, а видно, что при смещении группы пятен к краю солнечного диска наблюдается систематический рост отношения $\Phi_{п}/\Phi_{о}$ и примерно на долготе 45° от центрального меридиана оно становится равным единице. Этот эффект довольно четко проявляется как для области пятен, так и для области вне пятен. Наряду с этим 14 и 16—17 июля систематический ход отношения $\Phi_{п}/\Phi_{о}$ сменяется сильным возрастанием, особенно в области пятен (кривая I). Как уже отмечалось, в данной группе 14 и 16—17 июля наблюдались исключительно сильные вспышки. Поэтому можно считать, что столь сильные изменения отношения потоков в области пятен связаны с очень мощными вспышками *. Измерения 14 июля 1959 г. и 1 апреля 1960 г. дают изменения потоков вещества непосредственно во время вспышек балла 3⁺.

На основании анализа фиг. 4 можно заключить, что по крайней мере во время больших вспышек на уровне фотосферы происходит сильное увеличение потоков вещества в области пятен, направленных вверх, и незначительное — вне области пятен.

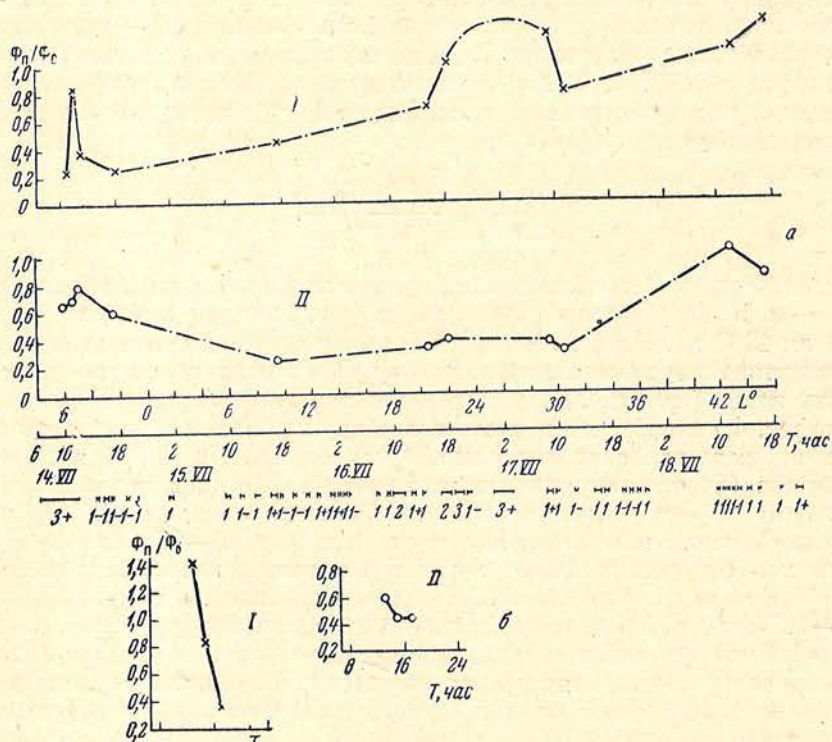
Величина, на которую изменяется поток поднимающегося газа во время вспышки $\Delta\Phi_{п}$, равна разности потока поднимающегося вещества во время вспышки и потока поднимающегося вещества после вспышки. Вычисления $\Delta\Phi_{п}$ в произвольных единицах проведены по данным столбца 6 табл. 1 и представлены в табл. 2.

Таблица 2

Дата	$\Phi_{п}$ во время вспышки	$\Phi_{п}$ после вспышки	$\Delta\Phi_{п}$
14.VII 1959	127	88	39
16—17.VII	195	120	75
1.IV 1960	190	129	61

* Детальное изучение магнитных полей группы № 40 с 14 по 18 июля 1959 г. проведено в работе [9].

Как видно из табл. 2, изменения потока $\Delta \Phi_{\Pi}$ довольно велики и составляют примерно половину потока $\Phi_{\Pi K}$ поднимающегося газа во всей активной области в отсутствие вспышек. Однако этого избытка в потоке поднимающегося газа недостаточно, чтобы скомпенсировать величину потока опускающегося в это же время газа в активной области во время вспышек. Об этом говорят данные, приведенные в столбце 10 табл. 1, в котором



Фиг. 4. Временное изменение отношения потока поднимающегося газа к потоку опускающегося газа (кривая I — для области пятен, кривая II — для области вне пятен)

а — для активной области с 14 по 18.VII 1959 г.; б — для активной области 1.IV 1960 г.

приведены отношения полного потока опускающегося газа Φ_{OK} к полному потоку поднимающегося газа $\Phi_{\Pi K}$ по всей активной области. Видим, что в отсутствие вспышек для групп пятен, находящихся на долготе меньшей 45° от центрального меридиана, среднее отношение $\Phi_{OK}/\Phi_{\Pi K} \approx 2,5$. Во время вспышек отношение $\Phi_{OK}/\Phi_{\Pi K}$ уменьшается, но остается большим единицы; после вспышек оно снова приближается к значению, близкому 2,5.

В выравнивании потоков могут играть роль как большие скорости вещества, сосредоточенные в малых объемах, которые по размерам меньше разрешения [7, 10], так и разные плотности в поднимающихся и опускающихся массах газа.

Из данных, приведенных в последнем столбце табл. 1, следует, что для групп пятен (18 июля и 28 июля 1959 г.), находящихся на долготе $l \approx 45^\circ$ от центрального меридиана, потоки поднимающегося и опускающегося газа в отсутствие больших вспышек (в обоих случаях, согласно бюллетеню «Солнечные данные», были вспышки балла 1 и 1) примерно равны.

Согласно табл. 2, среднее значение $\Delta\Phi_{\Pi} = 58$. Умножая $\Delta\Phi_{\Pi}$ на коэффициент $k = 8 \cdot 10^{21} n$ и считая, что плотность вещества в поднимающемся потоке такая же, как и в невозмущенной фотосфере ($n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$), получим

$$\Delta\Phi_{\Pi} \approx 6 \cdot 10^{40} \text{ атом/сек.}$$

Общее число поднимающихся атомов за время вспышки ($t \approx 2 \cdot 10^3 - 10^4 \text{ сек}$) больше числа поднимающихся в отсутствие вспышки на величину $\Delta N \approx 10^{44} - 6 \cdot 10^{44}$ атомов. Полученная величина примерно в 10^2 раза больше числа атомов во всей верхней хромосфере, начиная с высоты 1000 км [3]. Трудно сказать, какая часть этого количества проникает в верхние слои хромосферы и область вспышки. Но если же принять среднюю плотность атомов во вспышке, определенную по спектрам [11], $n_v \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, то в область вспышки попадает только 1% ΔN (в объеме большой вспышки заключено 10^{42} атомов, что на несколько порядков больше, чем в хромосфере активной области, начиная с высоты 1000 км [3]).

Движения на уровне хромосферы

Изучение движений на уровне хромосферы проводилось по записям лучевых скоростей в линии H_{β} . Щели фотометра при всех измерениях располагались на расстоянии $\Delta\lambda = 0,15 \text{ \AA}$ от центра линии. Поэтому на основании модели невозмущенной хромосферы [12] лучевые скорости относятся к уровню, расположенному на высоте нескольких тысяч километров над фотосферой. Из записей видно, что лучевые скорости на этом уровне хромосферы существенно больше, чем в фотосфере, и превышают 5 км/сек.

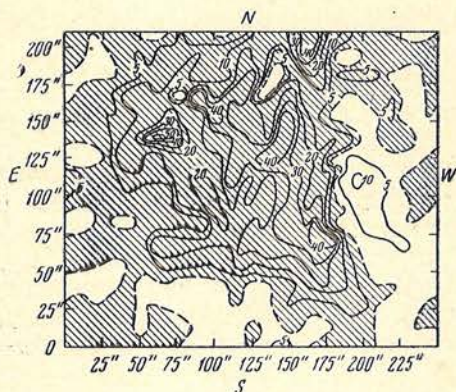
В основном такие большие скорости имеет газ, втекающий в пятна. В отсутствие больших вспышек области опускания газа по размерам не сильно превышают области подъема газа. Подсчеты, выполненные на основании карт, показывают, что в отсутствие больших вспышек величина потока опускающегося газа (в среднем по четырем картам табл. 1) в 1,6 раза больше потока поднимающегося газа (см. столбец 10 табл. 1). По измерениям в линиях H_{β} и $K_{\beta} \text{ Ca}^+$ эта величина равна 4,0 [10], с чем наши результаты качественно согласуются. Количественные же расхождения могут быть обусловлены значительно большей активностью групп пятен, в которых мы проводили измерения скоростей, по сравнению с изученными в работе [10].

Во время большой вспышки ситуация очень сильно изменяется. Так, измерения лучевых скоростей, выполненные в конце вспышки балла 3^+ 1 апреля 1960 г., показывают, что опускание газа происходит практически по всей области. Подъемом газа заняты незначительные участки, которые располагаются на периферии активной области. Фиг. 5, на которой представлено поле лучевых скоростей в хромосфере в конце вспышки балла 3^+ 1 апреля 1960 г., наглядно иллюстрирует вышесказанное.

В данном случае отношение потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа на уровне хромосферы равно $\Phi_{\text{ок}}/\Phi_{\text{пк}} = 11,0$ (см. табл. 1), что примерно в 7 раз больше, чем в отсутствие вспышки (когда среднее значение $\Phi_{\text{ок}}/\Phi_{\text{пк}} \approx 1,6$).

Избыток потока опускающегося газа равен $\Delta\Phi_{\text{о,всп}} = 1932$ (в единицах табл. 1), а поток атомов при плотности $n_{\text{хр}} \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ для невозмущенной хромосферы на уровне записи будет $\Delta\Phi_{\text{о,хр}} \approx 6 \cdot 10^{36} \text{ атом/сек.}$ Избыток числа атомов, опускающихся за все время существования вспышки ($t \approx 10^4 \text{ сек}$), получается равным $\Delta N_{\text{о,хр}} \approx 6 \cdot 10^{40}$ атомов. Полученная величина $\Delta N_{\text{о,хр}}$ на несколько

порядков больше числа атомов над уровнем записи в H_β активной области. Если это так, то по измерениям в H_β следует, что во время вспышки плотность вещества в верхних слоях хромосферы активной



Фиг. 5. Поле лучевых скоростей активной области на уровне хромосферы в конце вспышки балла $3^+ 1.IV$ 1960 г.

области значительно выше (не меньше, чем на порядок), чем в отсутствие вспышки, и качественно согласуется с данными [11]. Возьмем среднюю по времени плотность во вспышке $n_v \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, тогда число атомов, которое опускается вниз (согласно измерениям в H_β) за время вспышки ($t \approx \approx 10^4 \text{ сек}$), будет равно $\Delta N_{\text{о,всп}} \approx \approx 2 \cdot 10^{42}$ атомов. Эта величина имеет тот же порядок, что и полное число атомов во вспышке [3].

Из фиг. 4, б и табл. 1 видно, что запись лучевых скоростей в H_β для вспышки 1 апреля 1960 г. сделана в тот момент, когда поток поднимающегося газа на уровне фотосферы сильно уменьшился. По-

этому результаты измерений на уровне фотосферы и хромосферы не противоречат друг другу, если считать, что сначала происходит подъем вещества из фотосферы в хромосферу, а затем опускание его вниз.

Заключение

1. На уровне фотосферы в отсутствие вспышек отношение потока опускающегося газа ($\Phi_{\text{ок}} = S_{\text{ок}} V_{\text{ок}}$) к потоку поднимающегося газа ($\Phi_{\text{пк}} = S_{\text{пк}} V_{\text{пк}}$) по активной области в целом равно 2,5, а на уровне хромосферы 1,6 (при одинаковых плотностях в потоках поднимающегося и опускающегося газа).

2. На уровне фотосферы во время больших вспышек наблюдается: а) возрастание скоростей подъема и опускания газа в областях пятен (ядер и полутени), тогда как вне пятен оно очень мало; б) сильное увеличение потока поднимающегося вещества вверх в области пятен и весьма незначительное возрастание потока поднимающегося газа вне области пятен.

3. На уровне фотосферы во время вспышек не происходит полного выравнивания потоков опускающегося и поднимающегося газа по активной области в целом. (Во время вспышек отношение $\Phi_{\text{ок}}/\Phi_{\text{пк}} \approx 1,4$, а затем после вспышки снова возрастает к 2,0—2,5).

4. На уровне хромосферы после максимума вспышки балла $3^+ 1$ апреля 1960 г. отношение потока опускающегося газа ($\Phi_{\text{ок}}$) к потоку поднимающегося газа ($\Phi_{\text{пк}}$) равно 11,0, что примерно в 7 раз больше, чем в отсутствие вспышек.

5. Результаты наблюдений на уровне фотосферы и хромосферы находятся в согласии, если считать, что во время вспышки сначала происходит подъем вещества из фотосферы в хромосферу, а затем опускание вниз.

В заключение выражаю искреннюю благодарность члену-корреспонденту АН СССР А. Б. Северному за интерес к работе и обсуждение результатов, а также старшему лаборанту П. И. Селиванову за помощь в обработке наблюдательного материала.

Л и т е р а т у р а

1. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 253, 1960.
 2. Г. Я. Васильева. Солнечные данные, № 12, 64, 1961.
 3. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь и Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 30, 148, 1963; Солнечные данные, № 4, 77, 1963.
 4. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 3, 1958.
 5. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 12, 1960.
 6. Н. С. Никулин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 3, 1960.
 7. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 25, 154, 1961.
 8. Г. Я. Васильева и Г. Ф. Вяльшин. Солнечные данные, № 2, 58, 1962.
 9. R. Howard and A. Severny. *Astrophys. J.*, 137, N 4, 1242, 1963.
 10. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 184, 1960.
 11. Т. В. Казачевская, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 46, 1958.
 12. Сб. «Солнце» (под ред. Дж. Койпера). ИЛ, 1957.
-

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ НЕКОТОРЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
НА СОЛНЦЕ ПО СПЕКТРАМ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН.

II. ПРОВЕРКА МЕТОДА.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ЛИТИЯ В СОЛНЕЧНОМ ПЯТНЕ

Э. Е. Дубов

Показано, что допущения, сделанные при разработке методики в работе [1], не сказываются на точности определения содержания элементов, а оценка рассеянного света в спектре пятна сделана правильно. Содержание лития в пятне в 7,5 раза превосходит его содержание в невозмущенной фотосфере и равно $\lg N_{\text{Li}} = 1,81$ (если $\lg N_{\text{H}} = 12,00$).

A DETERMINATION OF THE SOLAR ABUNDANCES OF SEVERAL ELEMENTS USING THE SUNSPOT SPECTRA, II. The proof of the method. A determination of lithium abundance in a sunspot, by E. E. Dubov.— The assumptions made in developing of the method [1] are shown to be appropriate and not effecting the accuracy of abundance determination. It is shown also that the evaluation of scattered light in sunspot spectrum is correct. The lithium abundance within sunspot is 7.5 times more, than its photospheric abundance and equals to $\lg N_{\text{Li}} = 1.81$ (if $\lg N_{\text{H}} = 12.00$).

В [1] было показано, что для ряда химических элементов определение содержания их на Солнце по эквивалентным ширинам достаточно слабых линий не требует знания модели атмосферы. Определение содержания таким методом возможно лишь по отношению к другому элементу, содержание которого считается известным. Получено следующее соотношение между числом атомов элемента с известным содержанием N_0 и искомой величиной N_x :

$$\lg N_x = \lg N_0 + \lg (W_x/W_0) + 2 \lg (\lambda_0/\lambda_x) + \\ + \lg (gf)_0 - \lg (gf)_x + \theta (\Delta\chi_0 - \Delta\chi_x). \quad (1)$$

Здесь $\Delta\chi$ — энергия связи нижнего уровня соответствующей линии (разность между потенциалами ионизации и потенциалом возбуждения); W и λ — эквивалентные ширины и длины волн соответствующих линий; g — статистический вес; f — сила осциллятора и $\theta = 5040/T$, где T — температура. Вывод этой формулы связан с предположениями о том, что результаты очень мало меняются с увеличением разницы между длинами волн, потенциалами возбуждения используемых линий и т. п.

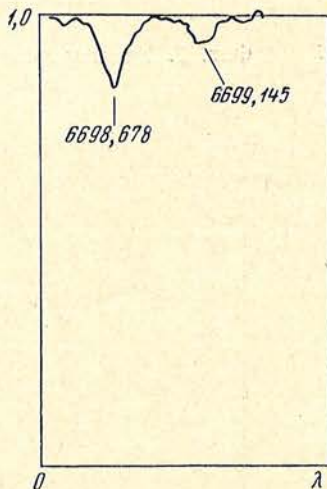
В работе [1] мы сочли влияние этих различий достаточно малым и при выводе формулы (1) пренебрегли ими. Проверка правильности этих допущений может быть осуществлена подстановкой в формулу (1) величин для двух элементов с известным обилием. Сравнивается, насколько значения, полученные по выражению (1), совпадают с известным (например, из анализа кривых роста) содержанием второго элемента. Нами исполь-

зованы обилия некоторых элементов, величины gf и $\Delta\chi$ для которых приведены в работе Гольдберга, Мюллер и Аллера [2]. Оттуда же взяты эквивалентные ширины для невозмущенной фотосферы, приведенные для сравнения с полученными нами значениями.

Определение эквивалентных ширин для линий солнечных пятен проведено по спектрам, полученным с помощью эшелле и башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Спектры подробно описаны в работе [1]. Эквивалентные ширины определены нами для фотосферы и для ядра пятна, причем в последнем случае величины исправлены за рассеянный свет согласно формуле

$$W_{\Pi} = W_{\Pi}(1 + \alpha) - \alpha W_{\Phi}, \quad (2)$$

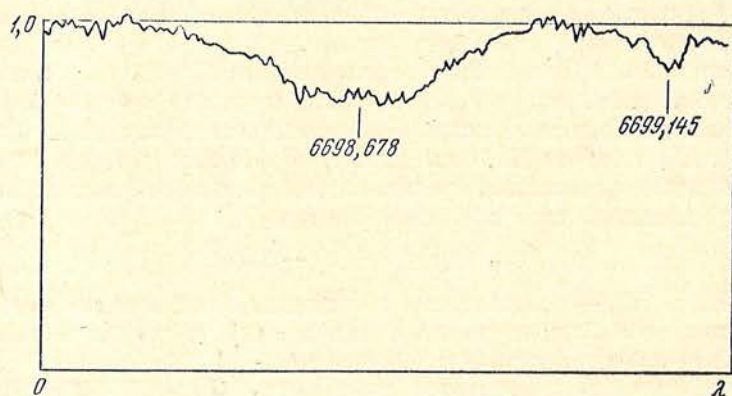
где W_{Π} , W_{Π} и W_{Φ} — соответственно истинная эквивалентная ширина линии в пятне, ее наблюдаемая величина в спектре пятна и эквивалентная ширина линии фотосферы. Более подробно процедура и результаты учета рассеянного света описаны в [1], там же приведен график зависимости величины $\alpha = I_{\text{рас}}/I_{\Pi}$ от длины волны. В [1] было найдено, что эффективная температура изучаемого пятна (№ 71 по каталогу КрАО) составляет 4470°K ($\theta = 1,13$). В настоящей работе мы привлекаем для изучения также и спектры пятна № 69 (по каталогу КрАО), которые также описаны в [1]. Мы нашли, что температура его 4660°K ($\theta = 1,08$). Спектры этого пятна необходимы в связи с тем, что в этой работе мы используем линию алюминия $6698,7\text{\AA}$, а для пятна № 71 соответствующая область спектра не сфотографирована. Линия эта содержится в спектре, полученном в четвертом порядке дифракционной решетки. Примеры полученных нами кривых хода интенсивности соответствующих участков спектра с длиной волны приведены нами на фиг. 1—5. Кривая для участка спектра около линии лития $6103,64\text{\AA}$ приводится нами согласно работе [1].



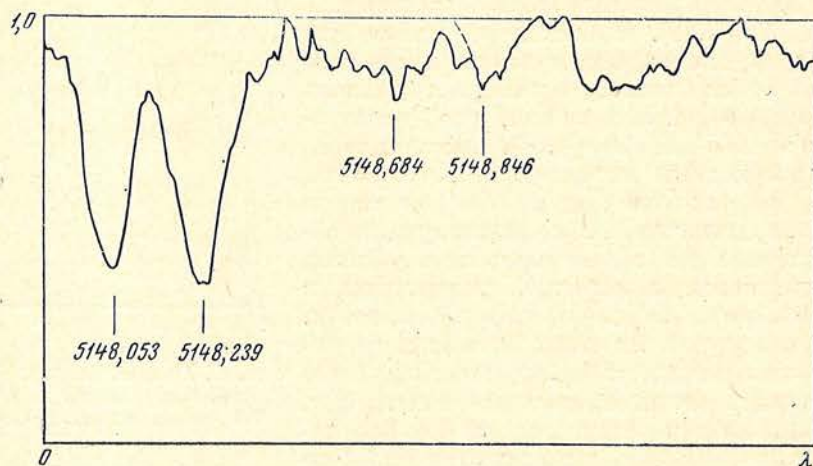
Фиг. 1. Участок спектра фотосферы около линии $6698,7\text{\AA}$ Al I (по пластинке № 3563)

Нами определены эквивалентные ширины для линий алюминия $5557,1$ и $6698,7\text{\AA}$ и для линий натрия $5148,9$ и $5153,4\text{\AA}$. Результаты приведены в таблице, где дана также эквивалентная ширина линии лития $6103,64\text{\AA}$ в спектре пятна, определенная нами в [1] и равная $4,6 \pm 2,5\text{\AA}$.

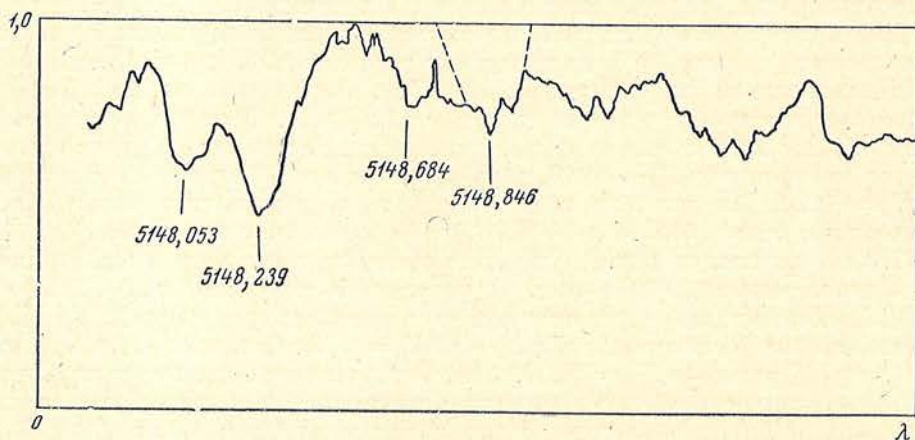
Для проверки влияния разницы в длине волны между используемыми линиями по формуле (1) было вычислено содержание алюминия на Солнце по эквивалентной ширине линии $6698,7\text{\AA}$. В качестве линии элемента сравнения также взята линия алюминия $5557,1\text{\AA}$. Расчет с использованием эквивалентных ширин линий фотосферы, взятых из [2], дает содержание алюминия $\lg N_{\text{Al}} = 6,17$, в то время как в [2] приведено значение $\lg N_{\text{Al}} = 6,20$. Мы провели также определение содержания натрия (использованы линии $5153,4$ и $5148,9\text{\AA}$) по сравнению с алюминием (линия $5557,1\text{\AA}$), используя наши измерения эквивалентных ширин этих линий для невозмущенной фотосферы. В результате получено $\lg N_{\text{Na}}(5849) = 6,28$. Если взять соответствующие эквивалентные ширины из [2], то по формуле (1) получается $\lg N_{\text{Na}}(5849) = 6,39$. Согласно [2], содержание натрия равно $\lg N_{\text{Na}} = 6,30$. Наконец, чтобы убедиться в том, что большая разница в обилиях элементов также не сказывается на результатах, нами определено содержание лития в невозмущенной фотосфере



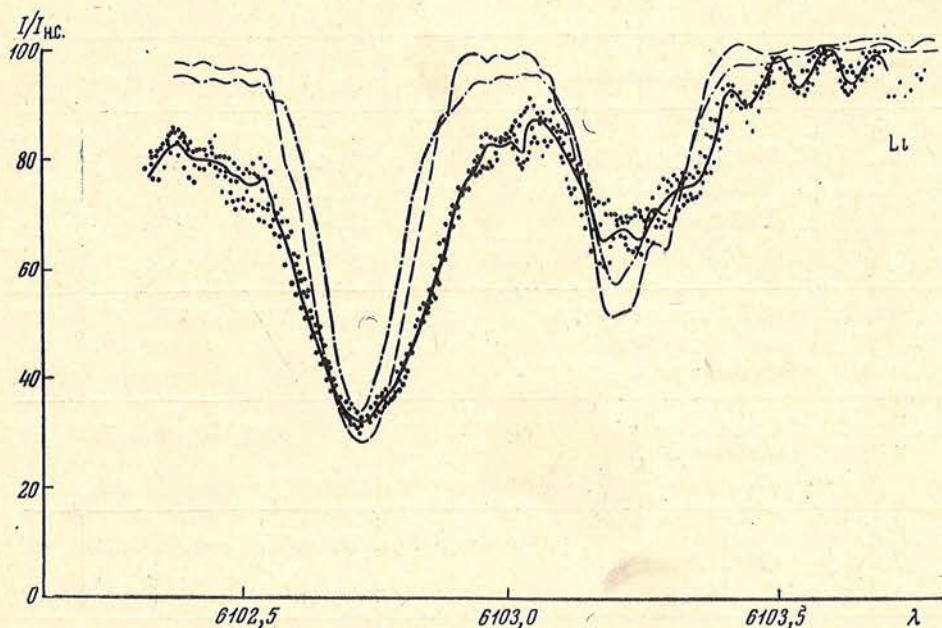
Фиг. 2. Участок спектра пятна № 69 около линии $6698,7 \text{ \AA}$ Al I (по пластинке № 3563)



Фиг. 3. Участок спектра фотосферы около линии $5148,9 \text{ \AA}$ Na I (по пластинке № 3570)



Фиг. 4. Участок спектра пятна № 71 около линии $5148,9 \text{ \AA}$ Na I (по пластинке № 3572)



Фиг. 5. Участок спектра около линии 6103,64 Å Li I (среднее для пятна № 71)

Сплошная линия — пятно (среднее по четырем разрезам, пластинки № 3571 и 3572); штриховая — невозмущенная фотосфера на том же расстоянии от центра диска, что и пятно; штрих-пунктирная — фотосфера по Минаеву

по линии 6708 Å, эквивалентная ширина которой, согласно [3], принята равной 1,74 мÅ и, согласно [2], равной 2,0 и 0,6 Å для различных компонент дублета лития. По данным работы [2] получилось, что $\lg N_{\text{Li}} = 1,03$. В этой же работе приведено значение $\lg N_{\text{Li}} = 0,96$. По данным работы [3] получилось, что $\lg N_{\text{Li}} = 0,84$. По модели фотосферы, принятой в [2], эквивалентной ширине 1,74 мÅ соответствуют $\lg N_{\text{Li}} = 0,93$. Везде принималось, что для фотосферы $\theta = 0,94$.

Как видно, все упомянутые различия приводят к ошибкам меньше 30% в числе атомов.

Проверка применимости формулы (1) для пятен и проверка правильности учета рассеянного света проделаны путем определения содержания алюминия по спектру пятна № 69 (линия 5557,1 Å), причем в качестве элемента сравнения также взят алюминий (линия 6698,7 Å). Результат вычисления: $\lg N_{\text{Al}} = 6,15$. То же проделано для линий натрия (5148,9 и 5153,4 Å) по спектру пятна № 71. В качестве линий сравнения выбрана линия алюминия 5557,1 Å. Предполагается, что содержание в пятне таких элементов, как натрий и алюминий, таково же, как и в невозмущенной фотосфере. Тогда в результате вычислений по формуле (1) получаем:

для линии 5148,9 Å —

$$\lg N_{\text{Na}}(5148,9) = 6,29$$

и для линии 5153,4 Å —

$$\lg N_{\text{Na}}(5153,4) = 6,27.$$

Близкое согласие со значениями, приведенными в [2], убеждает нас в том, что эту формулу можно применять и для пятен и что рассеянный свет учтен достаточно хорошо.

После этого определено обилие лития в пятне на основании эквивалентной ширины линии 6103,6 Å и силы осцилляторов, рассчитанной нами в работе [1], сравнительно с содержанием алюминия (линия 5557,1 Å)

Элемент, длина волны, Å	№ пластинки, объект	α	$W_{H'}$ м Å	$W_{H''}$ м Å	$\lg(gf)$	$\Delta\chi$, °	N (по [2])
Al 5557,07	3571 (пятно № 71)	0,52	24,13	30,5	—2,1	2,89	6,20
	3565 (пятно № 69)	0,65	17,8	22,0			
	3570 (фотосфера)		11,9				
	Фотосфера по [2]		5,6				
Al 6698,68	3563 (пятно № 69)	0,1	73,7	78,8	—1,655	2,83	6,20
	3563 (фотосфера)		25,5				
	Фотосфера по [2]		21				
Na 5148,85	Среднее по 3571, 3572 и 3573 для пятна № 71	0,7	43,0	59,4	—2,09	3,03	6,30
	3570 (фотосфера)		19,5				
Na 5153,42	Среднее по трем пластинкам для пятна № 71	0,7	67,1	88,5	—1,78	3,02	
	Фотосфера		36,5				
Li 6103,64	3563 (для пятна № 71)	0,38	3,3	4,6	+0,588	3,54	0,93
Li 6707,9	Фотосфера, по [3]		1,74		0,148	5,37	
Li 6707,83	Фотосфера, по [2]		2,0		0,0		
Li 6707,94	Фотосфера, по [2]		0,6		—0,3		

и натрия (5153,4 и 5148,9 Å). Результаты вычисления: $\lg N_{Li}(5557,1) = 1,80$; $\lg N_{Li}(5148,9) = 1,78$ и $\lg N_{Li}(5153,4) = 1,90$.

Среднее $\lg N_{Li} = 1,81$, если считать $\lg N_H = 12,00$. Ошибка этого определения, вероятно, не превосходит 0,3 в логарифме содержания лития. Отношение содержания лития в пятне, по сравнению с его обилием в невозмущенной фотосфере, составляет $N_{Li}(\text{пятно})/N_{Li}(\text{фотосф.}) = 7,6$, причем N_{Li} для фотосферы определено достаточно надежно [2].

Определения содержания лития по полутени дают число $\lg N_{Li} = 1,15$, что в пределах ошибок равно содержанию его в невозмущенной фотосфере. Можно думать, что полутень по содержанию лития не отличается от фотосферы — изменены только условия образования спектральных линий благодаря влиянию магнитного поля и понижению температуры. Однако не исключена возможность того, что спектр полутени образуется простым наложением спектров пятна ядра и фотосферы.

Такое содержание лития, или во всяком случае увеличение его содержания в пятне, по сравнению с алюминием и натрием представляется нам несколько неожиданным и, конечно, должно быть еще проверено. отождествление линии лития 6103,6 Å сделано нами на основании близкого совпадения измеренной длины волны с лабораторной (разница порядка 0,02 Å) и прикидочного расчета по уравнениям Саха и Больцмана относительно ее предполагаемой интенсивности в пятне (см. [1]). Может быть, все же, это отождествление неверно. С другой стороны, если оно правильно, то магнитное поле пятна должно существенно расширять линию, так как в магнитном поле она распадается на 28 компонент, часть из которых отстоит довольно далеко от наиболее интенсивной части линии (до 0,12 Å) и нами не учитывается. Четыре наиболее интенсивных π -компоненты расположены очень тесно в центре линии, а две наиболее интенсивных σ -компоненты удалены от центра на расстояние около 0,06 Å. Таким образом, может оказаться, что относительное содержание лития в

пятне еще больше. Если это так, то можно думать, что полученный результат указывает на то, что вещество, содержащееся в пятне, никогда не находилось в области достаточно высокой температуры, необходимой для выгорания лития, и вещество пятен движется вместе с пятнами, то выходя на поверхность Солнца, то скрываясь под ней.

При обсуждении данной работы А. Б. Северным выдвинуто предположение, что вещество пятен может сохранить химический состав, который был у всего Солнца на ранней стадии эволюции. Так, А. Б. Северным получено, что в пятне сильно повышено содержание дейтерия.

Автор выражает благодарность А. Б. Северному и В. К. Прокофьеву за детальное обсуждение работы, а также Т. П. Хромовой и Г. П. Лянзуриди за помощь в обработке материала.

10 декабря 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Е. Дубов, Т. П. Хромова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 31, 247, 1964.
 2. L. Goldberg, E. A. Muller, L. H. Aller. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 5, 1—138, 1960.
 3. Э. Е. Дубов. *Астрон. циркуляр*, № 159, 1955.
-

О ДВИЖЕНИЯХ, СВЯЗАННЫХ С «УСАМИ»

А. Н. Коваль

На основании большого числа спектрограмм «усов», полученных на БСТ в 1958—1961 гг., установлено, что усы сопровождаются сдвигами линий поглощения в синюю сторону и выбросами в красную сторону. Часто линии имеют зигзагообразный вид. Величина скорости и, по-видимому, характер движений не зависят от положения усов на диске Солнца.

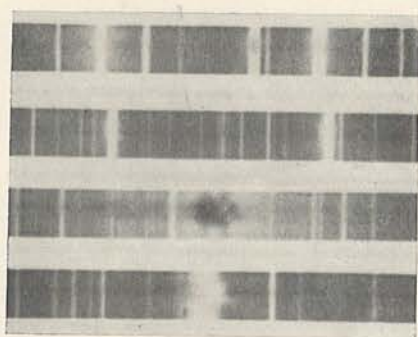
Движения в синюю и в красную стороны дают рост скорости с высотой в атмосфере Солнца.

MOTIONS CONNECTED WITH «MOUSTACHES», by A. N. Koval.— On the basis of a large number of spectra of moustaches obtained with the solar tower telescope during 1958 — 1961 it is found that moustaches are accompanied by shifts of absorption lines to the shortwave side and jets to the longwave side. The lines are often zig-zag. The velocity and evidently the character of the motions do not depend on the position of the moustaches on the solar disk. The motions to the shortwave and longwave side show a velocity increase with height in the solar atmosphere.

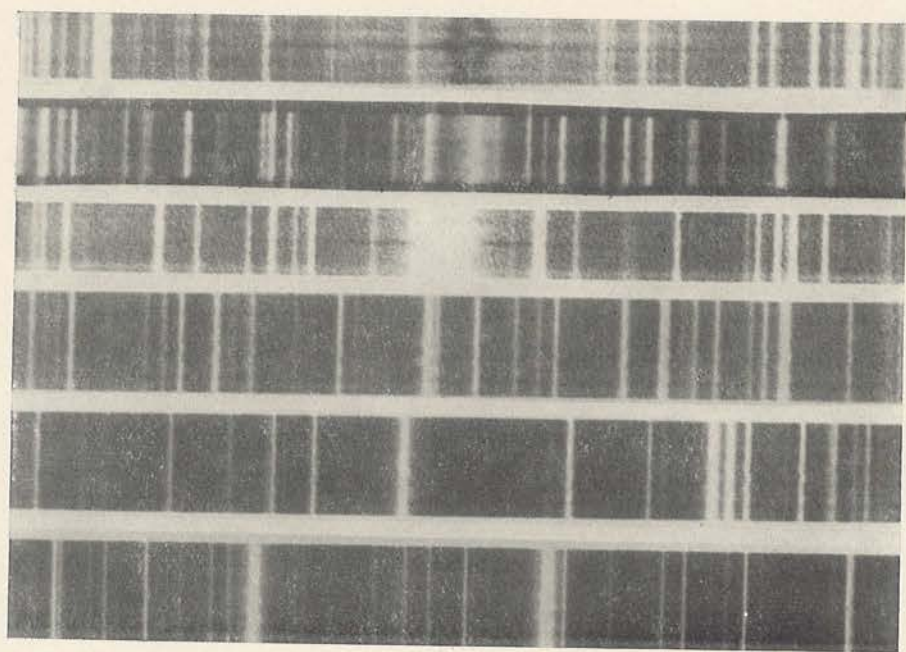
Спектрограммы усов почти всегда указывают на наличие движений в области усов: все абсорбционные линии водорода и линии металлов изогнуты [1—3]. Раньше считали [1, 2] характерным для явления усов изгибы линий преимущественно в синюю сторону, что давало возможность делать предположение о подъеме ядер эмиссии в атмосфере Солнца.

Просмотр большого числа спектрограмм «усов», полученных на башенном солнечном телескопе в 1958—1961 гг., показал, что в одних случаях линии поглощения в области усов изогнуты в синюю сторону, в других — в красную, а часто линии поглощения имеют зигзагообразный вид (фиг. 1). Наблюдается некоторое различие между изгибами линий в синюю и в красную стороны: в синюю сторону линии в основном изогнуты в целом, тогда как сдвиги в красную сторону очень часто имеют характер скорее абсорбционного выброса, или утолщения линии с красной стороны. Линии в месте изгибов расширены по сравнению с невозмущенной фотосферой. Ширина изгибов линий в направлении, перпендикулярном дисперсии, на пластинках, снятых при помощи спектрографа с эшелле [4], равна 0,25—0,45 мм, что соответствует (при диаметре изображения Солнца на щели 21 см) размерам областей, в которых происходят движения, 7—12". Картина движений в линиях водорода и H и K ионизованного кальция в основном повторяется в линиях металлов, но в некоторых случаях линии металлов изогнуты несколько в другом месте, чем линии водорода и H и K Ca⁺. Величина изгибов разная для разных линий.

В работе [3] исследовалась связь величины изгиба линий с глубиной образования линий для случая усов, которые сопровождались движениями в синюю сторону.



Фиг. 1. Сдвиги линий поглощения в спектре усов
27.VII 1959 г.

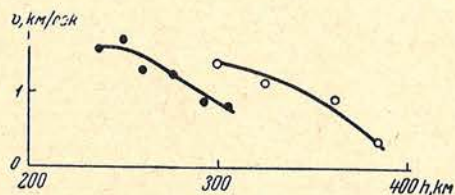


Фиг. 2. Сдвиги линий поглощения в спектре усов 25.VI 1959 г.

Для выяснения характера движений в усах в настоящей работе изучались усы, сопровождающиеся движениями как в синюю, так и в красную сторону на разных расстояниях от центра солнечного диска.

Усы 27.VII 1959 г. возникли около 7^h40^m (время московское) в образовавшейся накануне группе пятен на расстоянии $\rho = 0,44$ от центра диска. Спектрограммы усов получены при хороших изображениях. Линии поглощения показывают изгиб как в синюю, так и в красную сторону, т. е. имеют зигзагообразный вид (см. фиг. 1). Размер области, в которой происходит движение в одну сторону, $7''$.

Эмиссия усов всегда прекращается на некотором расстоянии $\Delta\lambda$ от центра линии. По этому расстоянию $\Delta\lambda$, используя данные [5] о средней глубине образования водородных линий, можно определять глубину залегания усов. В данном случае усы возникли на глубине $\tau = 0,46$.



Фиг. 3. Изменение скорости с геометрической толщиной h для усов 27.VII 1959 г. (сдвиги в красную сторону)

Точки — по линиям нейтральных атомов;
кружки — по линиям ионов



Фиг. 4. Изменение скорости с геометрической толщиной h для усов 29.VII 1959 г. (сдвиги в синюю сторону) (обозначения те же, что на фиг. 3)

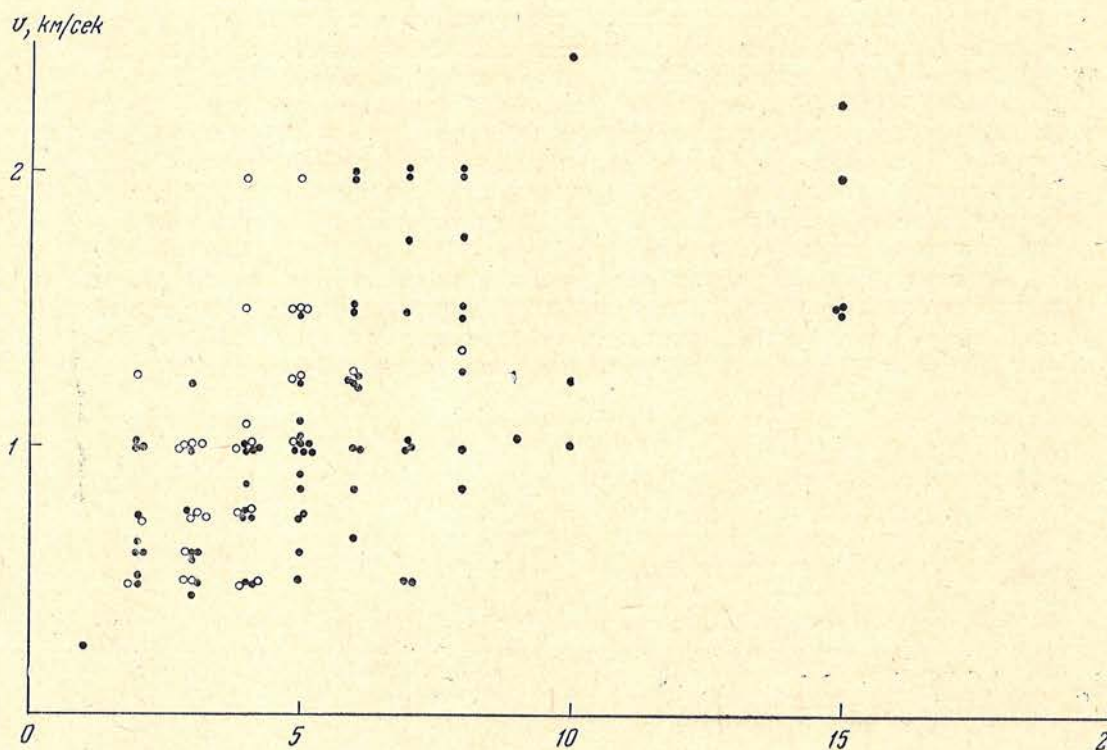
Усы 29.VII 1959 г. возникли около 8^h00^m в образовавшейся в тот же день группе пятен на расстоянии $\rho = 0,84$ от центра диска. Глубина залегания усов $\tau = 0,30$. Качество спектрограмм очень хорошее. Линии водорода и металлов изогнуты в синюю сторону и имеют небольшой изгиб в красную сторону в виде выброса. Изгиб линий поглощения водорода и H и K Ca⁺ несколько в другом месте, чем в линиях металлов. Размер области, захваченной движениями, $10''$.

Усы 4.XI 1959 г. на юго-восточном краю ($\rho \approx 0,99$) наблюдались в 9^h40^m . Глубина залегания усов $\tau \approx 0,25$. На следующий день появилась группа пятен. Линии водорода и металлов сдвинуты в синюю сторону. На самом краю в линиях водорода имеется большой выброс в красную сторону, есть ли он в линиях металлов, уверенно сказать нельзя, так как качество изображений не очень хорошее. Размер области движений $\sim 11''$.

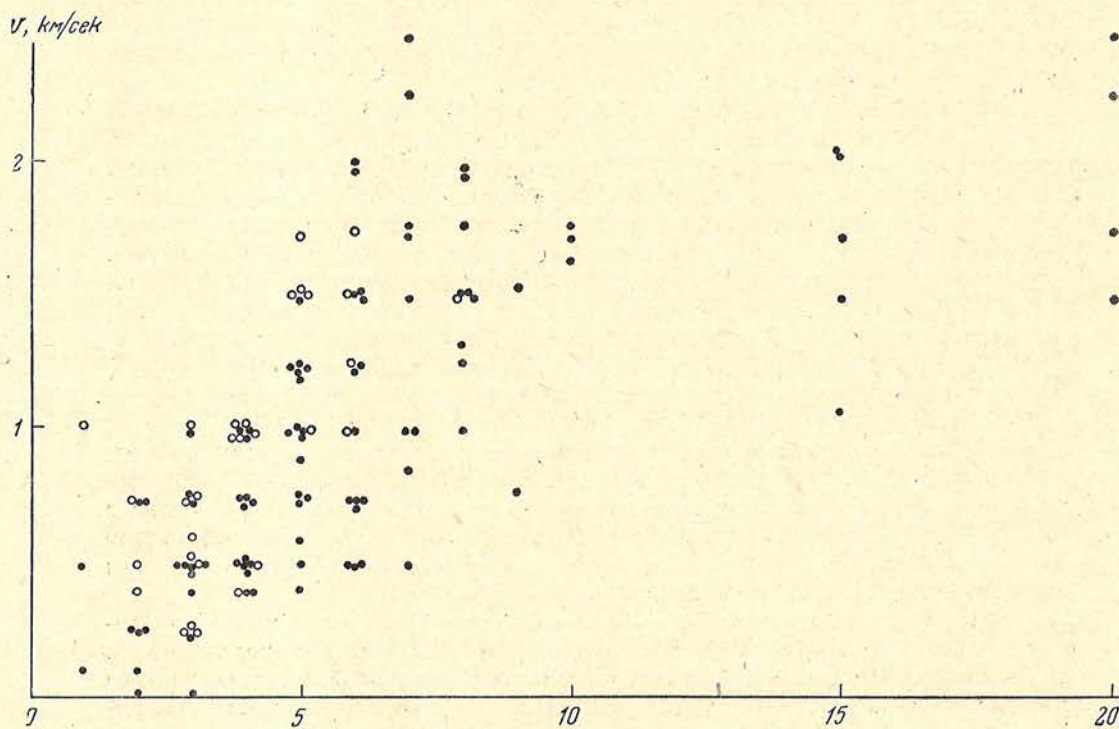
Очень интересную картину движений показывают усы 25.VI 1959 г., возникшие в образовавшейся на западном краю группе пятен в 7^h25^m на расстоянии $\rho = 0,93$ от центра диска. Глубина залегания усов $\tau \approx 0,19$. В этом случае линии водорода и ионизованного кальция H и K изогнуты в синюю сторону, а линии металлов изогнуты в красную сторону (фиг. 2). Размер области движений $\sim 10''$.

Для всех этих случаев было проведено исследование зависимости величины сдвига от глубины образования линии. Для измерений были взяты линии различных элементов как нейтральных атомов, так и ионов с роуландовской интенсивностью 1—10, и несколько линий с интенсивностью 15—20. Измерения проводились на микроскопе МИР-12. По величинам сдвигов определялись скорости.

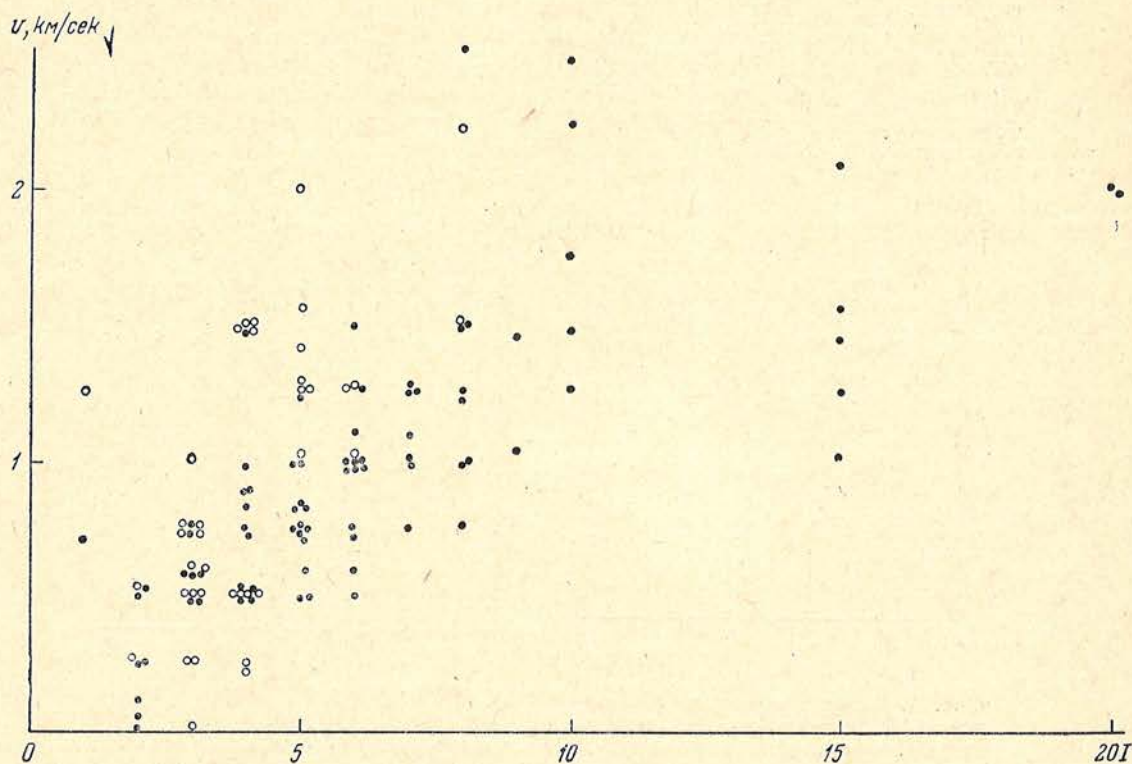
Если использовать данные [6] о средней оптической глубине образования линий и заменить оптическую толщину геометрической толщиной h , то мы получим зависимость изменения скорости с высотой, представленную на фиг. 3 и 4. По оси ординат отложена средняя скорость для данной



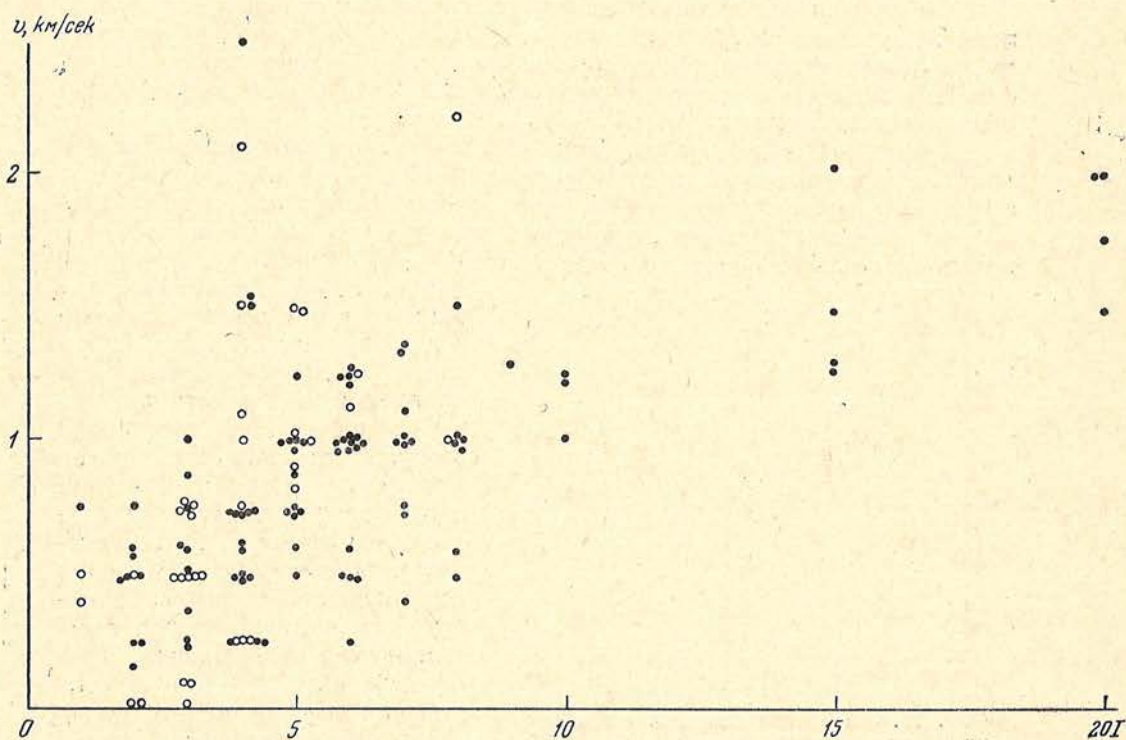
Фиг. 5. Зависимость величины скорости от интенсивности линий для усов 27.VII 1959 г.
Точки — по линиям нейтральных атомов; кружки — по линиям ионов



Фиг. 6. То же, что на фиг. 5, для усов 29.VII 1959 г.

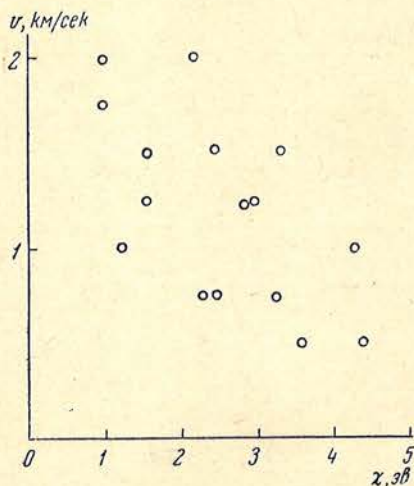


Фиг. 7. То же, что на фиг. 5, для усов 25.VI.1959 г.

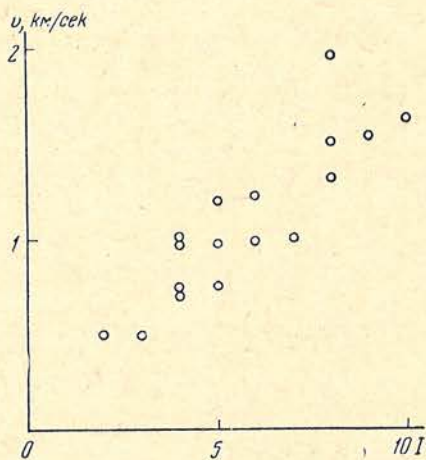


Фиг. 8. То же, что на фиг. 5, для усов 4.XI 1959 г.

глубины. Линии нейтральных атомов и линии ионов указывают на рост скорости с высотой, но показывают некоторое различие в скорости для одной и той же глубины: по линиям ионов скорости получаются больше. Может быть это связано с тем, что в данном случае средние глубины образования линий, вычисленные в [6], нужно применять с некоторой осторожностью.



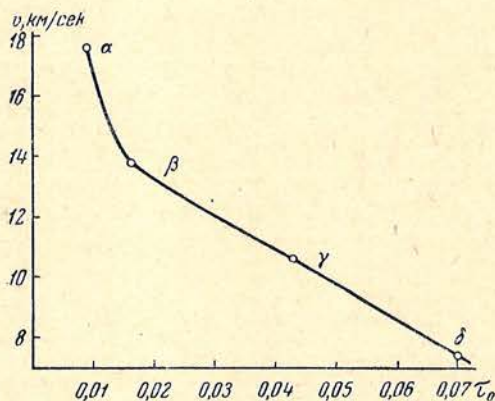
Фиг. 9. Зависимость величины скорости от потенциала возбуждения нижнего уровня для линий с роуландовской интенсивностью 6 (усы 29.VII 1959 г.)



Фиг. 10. Зависимость величины скорости от интенсивности линий для линий с потенциалом возбуждения нижнего уровня 2,40—3,00 эв (усы 29.VII 1959 г.)

Поэтому для исследования изменения скорости с высотой можно применить другой способ. Исходя из того, что слабые линии образуются глубже, а более сильные линии образуются выше, были построены зависимости величины скорости от интенсивности линий. Интенсивность линий взята по Роуланду (фиг. 5—8).

Из фиг. 5—8 видно, что скорость растет с увеличением интенсивности линий. Линии ионов не дают резкого различия в скоростях по сравнению с линиями нейтральных атомов, хотя скорости ионов в среднем несколько больше. Разброс скоростей для данной интенсивности довольно большой. Этот разброс может быть связан с тем, что

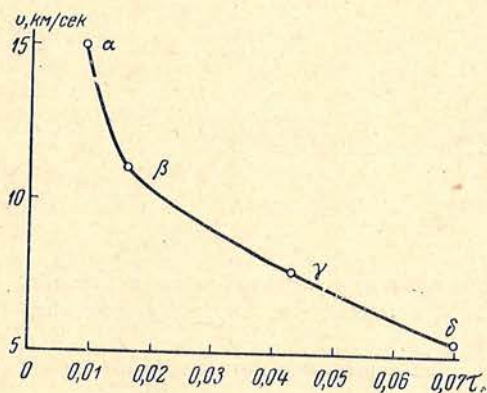


Фиг. 11. Изменение скорости с глубиной по линиям водорода для усов 25.VI 1959 г.

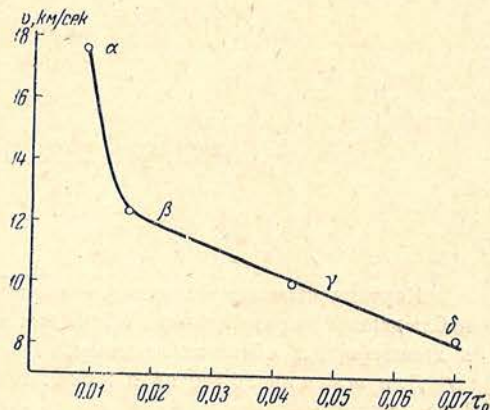
линии одной интенсивности с различными потенциалами возбуждения дают разные скорости. Была построена зависимость величины скорости от потенциала возбуждения нижнего уровня для линий одной интенсивности. Фиг. 9 показывает, что линии с более высоким потенциалом возбуждения дают меньшие скорости. Поэтому были выбраны линии с потенциалами возбуждения нижнего уровня 2,40—3,00 эв и построен график зависимости скорости от интенсивности линий

(фиг. 10). В данном случае получилась довольно уверенная зависимость. Скорости движений в области усов растут от 0,5 км/сек для слабых линий до 2 км/сек для линий более сильных.

Линии поглощения водорода в области усов сильно изогнуты, и часто видны мощные выбросы в синюю или в красную сторону. По изгибам линий поглощения водорода можно проследить движения в более высоких



Фиг. 12. То же, что на фиг. 11, для усов 29.VII 1959 г.



Фиг. 13. То же, что на фиг. 11, для усов 4.XI 1959 г.

слоях атмосферы Солнца. Зависимости величины скорости от глубины образования для линий водорода (фиг. 11—13) были построены с использованием данных [5] о глубине образования ядер водородных линий. Скорость продолжает увеличиваться с высотой и для H_α , ядро которой образуется в хромосфере, достигает 15—18 км/сек.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

- 1) усы сопровождаются сдвигами линий поглощения в синюю и выбросами в красную сторону; часто линии имеют зигзагообразный вид;
- 2) величина скорости и, по-видимому, характер движений не показывают зависимости от положения усов на диске Солнца;
- 3) движения в синюю и в красную стороны дают рост скорости с высотой в атмосфере Солнца.

В заключение приношу благодарность А. Б. Северному за руководство и внимание к данной работе.

12 декабря 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 129, 1957.
2. А. Б. Северный, А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 3, 1961.
3. А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. обс., 28, 241, 1962.
4. А. Б. Северный, Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Астрон. ж., 37, № 1, 1960.
5. C. de Jager. Rech. Astr. de l'Obs. D'Utrecht, 13, p. 1, 1952.
6. M. Minnaert. Bull. Astron. Inst. Netherl., 10, 399, 1948.

О СВЕЧЕНИИ МЕТАЛЛОВ ВО ВСПЫШКАХ

В. Г. Банин

Картина свечения металлов в корональных частях вспышек близка к картине, наблюдаемой в протуберанцах солнечных пятен, и отлична от той, которая наблюдается в хромосферных областях вспышек.

Для вспышки 26 сентября 1963 г. прослежено возгорание металлов в начальной фазе развития.

ON THE EMISSION OF METALS IN FLARES, by V. G. Banin.— It is shown that the emission of metals in coronal flare regions is similar to that observed in sunspot prominences and differs from that in chromospheric flare regions.

The brightening of metals at the initial phase of development has been followed in the flare of September 26, 1963.

Картина свечения металлов в хромосферных вспышках в основном выяснена в трудах Мишара [1], Благи и др. [2], Н. Н. Степанян [3, 4]. Здесь рассматриваются некоторые, не получившие достаточного отражения в литературе, вопросы этой проблемы.

Исходным материалом для работы послужили спектрограммы вспышек, полученные на Башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории с применением решетки-эшеле. Описание этих инструментов дано в [5, 6].

Свечение металлов в корональных частях вспышек

В процессе своего развития, в фазе расширения по Мишару [1], вспышка может выходить в корональное пространство в виде ярких образований, хорошо видимых, когда активная область расположена близ края солнечного диска. В этих — будем называть их корональными — частях вспышки металлы светятся слабо, заметную эмиссию дают лишь наиболее сильные линии; интенсивность свечения выше в узлах, где крылья линий водорода сравнительно неширокие, а линии гелия не имеют четко выраженной структуры. Эти выводы получены в [4] из простого визуального просмотра спектрограмм. Попытка более детально проследить свечение металлов в корональных частях вспышек сделана нами для вспышек 20 и 25 июля 1959 г.

Известно, что зачастую трудно отличить лимбовую вспышку от яркого протуберанца солнечных пятен. Предложенный недавно Тандберг-Ханссеном [7] спектральный критерий для разделения лимбовых явлений на вспышки и протуберанцы по величине отношения интенсивностей линий ионов Fe II λ 4584 и Ti II λ 4572 применить было нельзя, так как на наших спектрограммах эти линии не видны в эмиссии в рассматриваемых

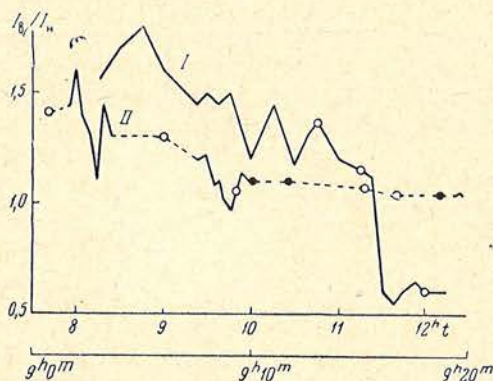
областях. Таким образом, для классификации мы смогли воспользоваться лишь световой кривой явления и ширинами крыльев эмиссии в линии H_{α} . На фиг. 1 приведены световые кривые, построенные по фильмам, полученным в свете линии H_{α} с помощью коронографа Крымской обсерватории (по оси ординат отложена интенсивность вспышки в долях интенсивности соседнего невозмущенного диска). К сожалению, из-за перебоев в наблюдениях на коронографе не удалось проследить полную картину процессов, но и имеющиеся кривые являются, на наш взгляд, достаточным основанием для классификации явлений как вспышек. Несколькостораживает большая, свыше 5 час, продолжительность вспышки 25 июля, но это, по-видимому, связано с эффектом многократного возгорания вспышки, на что, в частности, указывает пульсирующий характер кривой (часть пиков яркости не нанесена). За полную ширину эмиссии в линии H_{α} принималась протяженность области спектра вдоль дисперсии, в которой свечение H_{α} на глаз уверенно прослеживалось. Такие грубые оценки вполне удовлетворительны для наших целей. Из фиг. 2, пояснение которой дано ниже, видно, что ширина эмиссии в H_{α} была также характерной для вспышек.

Свечение металлов определялось нами по 46 линиям, использованным для аналогичной цели в случае вспышек на диске в работе [2]. Интенсивность отдельных линий измерялась визуально по следующей шкале: 0 — эмиссия отсутствует; 1 — намеки на эмиссию (неопределенный случай); 2 — слабая эмиссия; 3 — умеренная эмиссия; 4 — сильная эмиссия, сравнимая по интенсивности с соседним непрерывным спектром; 5 — очень сильная эмиссия, превосходящая по интенсивности прилегающий непрерывный спектр. В качестве источника сравнения мы вынуждены были брать непрерывный спектр ореола. Поскольку такие оценки искажены изменением яркости ореола в зависимости от времени, длины волны и расстояния от края диска Солнца, все измерения фотометрически были привязаны к интенсивности непрерывного спектра центра солнечного диска следующим образом. С помощью измерений на микрофотометре МФ-2 каждой из рассмотренных спектрограмм вспышек и спектра центра солнечного диска, снимавшегося всякий раз после окончания наблюдений в качестве стандарта, находилось отношение интенсивности ореола $I_{ор}$ на уровне рассматриваемого узла вспышки к интенсивности непрерывного спектра центра солнечного диска $I_{д}$

$$X = I_{ор} / I_{д}$$

при одинаковых значениях длин волн, возможно более близких к длинам волн рассматриваемых линий металлов. Имея глазомерные оценки величины отношения интенсивности эмиссии в линии $I'_{л}$ к интенсивности ореола

$$Y = I'_{л} / I_{ор},$$



Фиг. 1. Световые кривые вспышек 20 июля 1959 г. (кривая I, шкала времени внизу) и 25 июля 1959 г. (кривая II, шкала времени вверху) (время московское)

Кружками отмечены моменты получения изученных спектрограмм

искомую интенсивность линии металла I_{λ} (в процентах) по отношению к непрерывному спектру центра солнечного диска получим из выражения

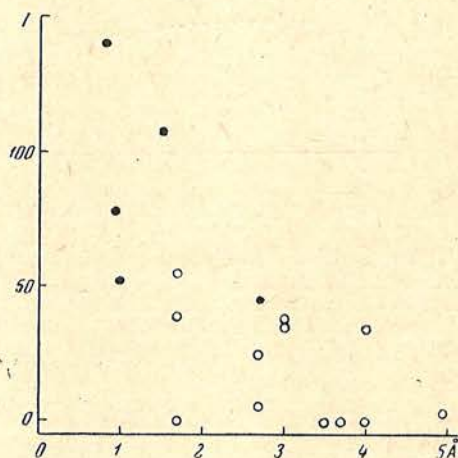
$$I_{\lambda} = I'_{\lambda} / I_{\lambda} = XY \cdot 100.$$

За меру интенсивности свечения металлов принята величина —

$$I = \sum_{46} I_{\lambda}$$

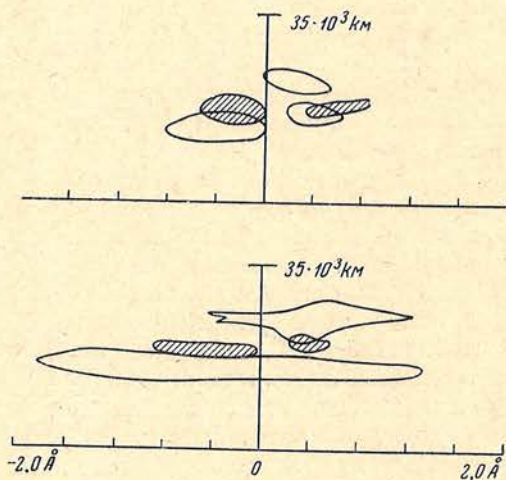
сумма интенсивностей отдельных линий.

Всего удалось провести измерения для 12 узлов по пластинкам, моменты получения которых отмечены на световых кривых светлыми кружками (фиг. 1). При этом обращалось внимание на то, чтобы узлы вспышки действительно находились в короне. В случае вспышки 20 июля 1959 г.



Фиг. 2. Зависимость интенсивности свечения металлов в лимбовых образованиях от ширины крыльев эмиссии в H_{α}

Светлые кружки — корональные части вспышек; темные кружки — протуберанцы



Фиг. 3. Примеры взаимного расположения узлов свечения $He\ I$ (без штриховки) и $Na\ I$ (со штриховкой) в корональных частях вспышек

в обработку включена спектрограмма, полученная в 9^h18^m, когда, как видно на фиг. 1 (кривая I), вспышка почти погасла. Это не должно вызывать недоумения, так как в указанное время вспышка была сосредоточена лишь в небольшом узле, имевшем к тому же заметное движение, которое вызвало выход наиболее яркой части эмиссии за пределы полосы пропускания установленного на центр H_{α} фильтра коронографа из-за доплеровского смещения, а место вспышки в основном было занято сравнительно слабо светящимся протуберанцем. Последнее и отражено на кривой I . Результаты измерений для отдельных узлов нанесены на фиг. 2 (светлые кружки), где по оси ординат отложена интенсивность свечения металлов, а по оси абсцисс — ширина эмиссии H_{α} (половина полной ширины в случае приблизительно симметрии эмиссии и полная ширина при односторонней эмиссии). Как видно из фиг. 2, в корональных частях вспышек интенсивность свечения металлов ниже при широкой эмиссии в H_{α} (в согласии с [4].)

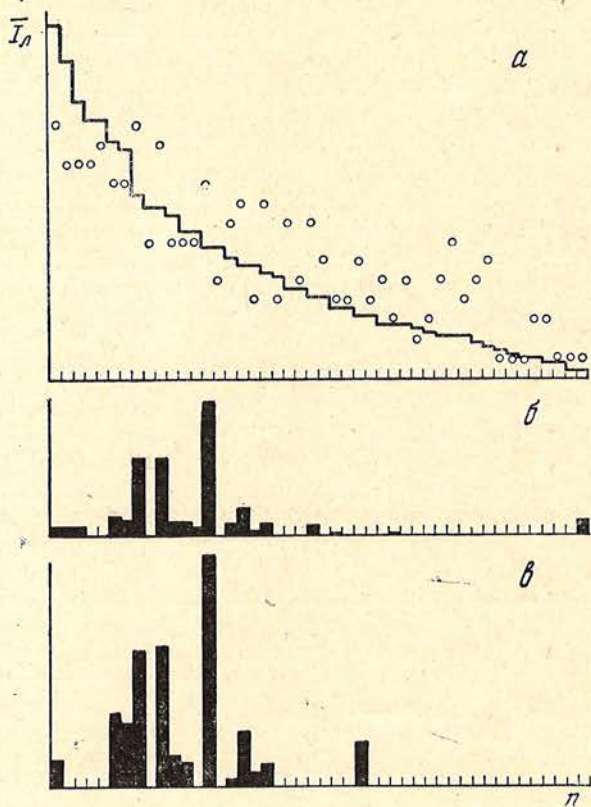
Хотя измерения грубы, но только этим нельзя объяснить значительный разброс точек на фиг. 2. Причину последнего мы попытались искать в различии положений максимального свечения водорода и металлов. Однако, поскольку для оценки свечения металлов выбирались спектрограм-

мы, сделанные с большой экспозицией, изображение эмиссии H_{α} на них передержано в такой степени, что структура прослеживается неуверенно. Ввиду этого была использована более слабая линия D_3 He I λ 5876, с учетом того, что образование широкой эмиссии водорода и гелия происходит в одних и тех же узлах [4]. Для наших случаев последнее было проверено микрометрическими измерениями. Из линий металлов была выбрана линия D_2 Na I λ 5890. Взаимное расположение эмиссии этих элементов в двух наиболее простых случаях показано на фиг. 3 (вверху и внизу), где изображена картина, которая получается, если участок спектра с одной линией, скажем D_2 Na I, сдвинуть вдоль дисперсии настолько, чтобы эта линия совместилась с другой, D_3 He I (контуры без штриховки — эмиссия He I, заштрихованные контуры — эмиссия Na I; высота полосы спектра соответствует $35 \cdot 10^3$ км на Солнце). Из фиг. 3 видно, что места свечения натрия тесно примыкают к областям интенсивного свечения гелия, но вообще не совпадают с последними, что не является неожиданным. Наоборот, странным было бы совпадение, так как для свечения He и Na нужны неодинаковые условия. Возможно, что различие в локализации свечения гелия (и водорода), с одной стороны, и металлов — с другой и обуславливает менее тесную связь между их свечением, приводя к разбросу точек на фиг. 2.

Сопоставление результатов измерений для различных узлов показало, что относительные интенсивности рассмотренных 46 линий оставались примерно одинаковые во всех случаях, если только металлы не представлялись почти полностью «выгоревшими», обнаруживая лишь слабые, трудно поддающиеся оценкам, признаки эмиссии. Усредненное по всем данным распределение относительных интенсивностей линий в корональных частях изученных нами вспышек представлено на фиг. 4, б.

n	λ	Элемент	Мульти- плет	n	λ	Элемент	Мульти- плет
1	3745,56	Fe I	5	24	3767,19	Fe I	21
2	3748,26	Fe I	5	25	3683,05	Fe I	5
3	3745,90	Fe I	5	26	3677,9	Cr II	12
4	3905,53	Si I	3	27	3749,05	Fe I	386
5	3679,91	Fe I	5	28	3677,69	Cr II	12
6	5889,95	Na I	1	29	3906,48	Fe I	4
7	5895,92	Na I	1	30	4294,13	Fe I	41
8	3759,29	Ti II	13	31	4303,17	Fe II	27
9	3922,91	Fe I	4	32	3790,10	Fe I	22
10	3761,32	Ti II	13	33	4395,03	Ti II	19
11	3647,84	Fe I	23	34	4289,72	Cr I	1
12	3758,24	Fe I	21	35	4385,38	Fe II	27
13	3927,92	Fe I	4	36	4300,05	Ti II	41
14	3685,19	Ti II	14	37	4375,93	Fe I	2
15	3687,46	Fe I	21	38	3913,46	Ti II	34
16	3763,79	Fe I	21	39	3694,00	Fe I	394
17	3961,52	Al I	1	40	3898,01	Fe I	20
18	3944,01	Al I	1	41	3783,53	Ni I	30
19	4383,55	Fe I	41	42	4296,57	Fe II	28
20	3743,36	Fe I	21	43	3903,90	Fe I	429
21	3895,66	Fe I	4	44	3786,68	Fe I	22
22	3795,00	Fe I	21	45	4282,41	Fe I	71
23	3920,26	Fe I	4	46	3752,86	Ti I	17

где на оси абсцисс каждый участок соответствует отдельной линии, а по оси ординат отложены интенсивности в произвольной шкале. Линии на оси абсцисс расположены в порядке убывания их интенсивности в случае вспышек на диске [2], а именно в том, как они последовательно приведены в таблице (n — порядковый номер линии, λ — длина волны, в третьем и четвертом столбцах приведены соответственно элементы, к которым принадлежат линии, и номера мультиплетов по Мур [8]).



Фиг. 4. Интенсивности линий металлов во вспышках и протуберанцах

a — вспышки на диске; b — корональные части вспышек;
 $в$ — протуберанцы солнечных пятен

Для сравнения картин свечения металлов в корональных частях вспышек и во вспышках на диске построена для названных 46 линий фиг. 4, a , на которой показано распределение интенсивностей линий во вспышках на диске согласно [2]. На этой фигуре линии на оси абсцисс расположены в том же порядке, как и на фиг. 4, b ; уровни, соответствующие интенсивностям (шкала произвольная) отдельных линий, соединены сплошной (ломаной) линией. Видно, что картины в обоих случаях разные, а именно: 1) в корональных частях вспышек свечением охвачено меньшее число линий, 2) наиболее яркие линии в дисковых вспышках почти не светятся в корональных областях и, наоборот, в последних выделяются линии, сравнительно умеренно светящиеся во вспышках на диске.

Для вспышки 25 июля 1959 г. имеются спектрограммы, на которых видны более низкие, лежащие в хромосфере, части вспышки. По трем пластинкам, моменты получения которых отмечены на световой кривой

(фиг. 1) темными кружками, было оценено свечение металлов в этих хромосферных частях вспышки по тем же 46 линиям. Средние результаты оценок нанесены на фиг. 4, а кружками против середин участков, соответствующих отдельным линиям. Видно, что картина свечения металлов в этих случаях в целом повторяла картину свечения металлов в дисковых вспышках. Мы видим здесь особенно наглядную иллюстрацию различного характера свечения металлов в корональных, более высоких, и хромосферных, более низких, частях вспышек.

При просмотре спектрограмм протуберанцев солнечных пятен было обнаружено, что картина свечения металлов в них похожа на ту, которая наблюдается в корональных частях вспышек, в протуберанцах свечение только гораздо интенсивнее. В подтверждение приводим фиг. 4, в, построенную точно так же, как и фиг. 4, б, для пяти узлов протуберанцев 21 июля 1959 г. и 4 августа 1959 г.

Яркость протуберанцев в H_α была равна 0,6—0,8 яркости соседнего невозмущенного диска. На фиг. 2 темными кружками отмечены значения I для этих протуберанцев; полученная картина подтверждает сказанное о более интенсивном свечении металлов в протуберанцах.

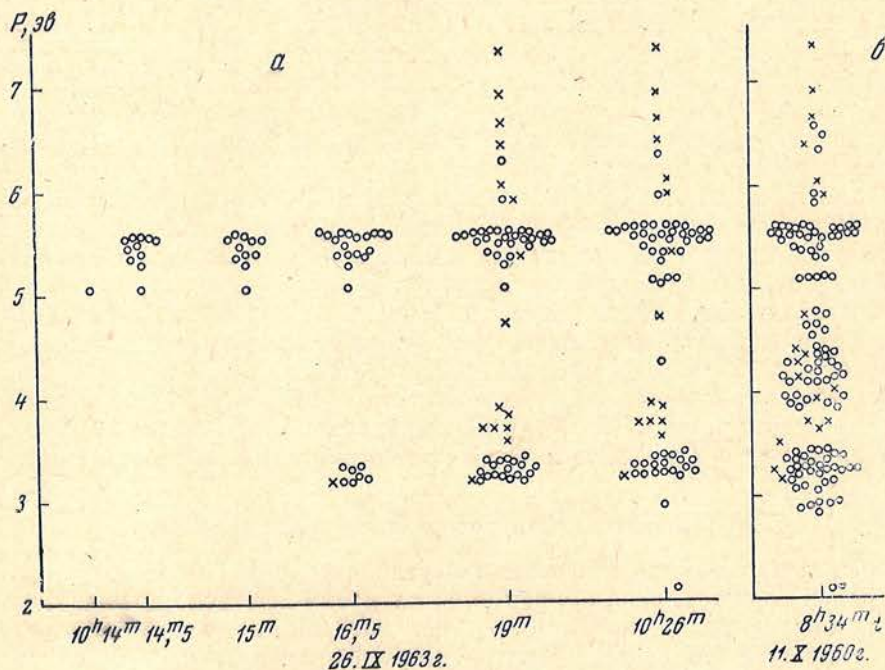
Использованный нами материал невелик по объему и не охватывает вспышек в разных фазах развития, а также тех вспышек, которые, по видимому, конденсируются непосредственно в короне. Кроме того, наблюдения с зеркальными телескопами типа БСТ не дают возможности изучать слабые линии. Поэтому наши результаты имеют предварительный характер и относятся лишь к сравнительно сильным линиям.

Последовательность возгорания линий металлов

Последовательность возгорания металлов удалось проследить лишь для одной большой, балла 3, вспышки на диске 26 сентября 1963 г. (расстояние от центра диска $\rho = 0,97$), для которой имеются снимки, охватывающие начальную фазу развития. Спектроскопическая картина в первые моменты существования вспышки была следующей. Сперва эмиссионное обращение наблюдалось лишь в центральных частях балмеровских линий водорода с низким номером и в линиях H и K Ca II, затем последовало быстрое увеличение яркости и ширины этих линий, стали заметными линии водорода с более высоким номером и почти одновременно — с небольшим (1—3 мин) запаздыванием — начала появляться эмиссия в линиях металлов. Среди последних сразу выделилась линия Si I λ 3905: она была уже яркой и с хорошо выраженным центральным ядром, в то время как другие линии светились еще сравнительно слабо.

Все линии металлов в области длин волн от $\lambda \approx 3600 \text{ \AA}$ до $\lambda \approx 6500 \text{ \AA}$, имеющие эмиссионное обращение, отождествлялись по Утрехтскому атласу [9] и глазомерно оценивались их интенсивность по пятибалльной шкале: 1 — слабые признаки эмиссии; 2 — уверенно различимая слабая эмиссия; 3 — умеренная эмиссия, центральный максимум выделяется, но его интенсивность ниже интенсивности непрерывного спектра; 4 — сильная эмиссия, сравнимая по интенсивности с непрерывным спектром; 5 — очень сильная эмиссия, превосходящая по интенсивности непрерывный спектр. Кроме того, по таблице Мур [8] для каждой линии выписывался потенциал возбуждения верхнего уровня. По этим данным построена фиг. 5, а, показывающая последовательность возгорания линий; на оси абсцисс отложены моменты наблюдений по московскому времени (шкала не пропорциональная), а по оси ординат — потенциалы возбуждения верхнего уровня P . На фиг. 5, а наносились все линии (за исключением H и K Ca II), интенсивность которых к данному моменту оценивалась баллом ≥ 4 (кружки); крестики соответствуют тесным блендам (в таких случаях отмечались все блендирующиеся линии, так как трудно опре-

делить, какая из них дает эмиссию).¹ Следует подчеркнуть, что эмиссионное обращение стало заметным практически сразу во всех линиях, которые светились во вспышке, но дальнейшее их поярчение было заметно неодинаковым. Фиг. 5, а, таким образом, отражает не последовательность появления эмиссии в линиях, а именно картину скорости роста яркости линий в зависимости от величины потенциала возбуждения верхнего уровня.



Фиг. 5. К возгоранию линий металлов во вспышках.

а — последовательность поярчения линий во вспышке 26 сентября 1963 г.; б — распределение линий металлов (балл ≥ 4) в зависимости от P во вспышке 11 октября 1960 г.

Из фиг. 5, а отчетливо видно следующее: 1) поярчение сразу после начала вспышки было быстрым лишь для линий с $P \approx 5,5$ эв (группа I); 2) несколько более медленно увеличивалась интенсивность линий с $P \approx 3,3$ эв (группа II); 3) самый медленный рост яркости имели линии с P , отличным от 3,3 и 5,5 эв (группа III). К $10^h 19^m$, т. е. примерно через 8 мин после начала вспышки, группы I и II достигли как бы насыщения, а линии группы III продолжали ярчать. В $10^h 26^m$, когда вспышка была примерно в максимуме, ряд линий группы III достиг яркости с баллом 4 и выше, остальные же линии этой группы заметно усилились, но интенсивность их еще оставалась ниже интенсивности прилегающего непрерывного спектра.

В $10^h 27^m$ стало наблюдаться другое место вспышки, поэтому дальнейшую картину свечения металлов мы попытались установить, исходя из описанного характера поярчения линий различных групп и привлекая материалы по другим вспышкам. С этой целью точно таким же образом, как и для вспышки 26 сентября 1963 г., была обработана спектрограмма вспышки балла ≥ 2 ($\rho = 0,73$) 11 октября 1960 г., полученная в $8^h 34^m$ по московскому времени — четыре минуты спустя после максимума. На фиг. 5 б показаны результаты этой обработки. Для удобства сравнения фиг. 5 а и б расположены вплотную и шкалы по оси ординат взяты совершенно одинаковыми в обоих случаях.

Сопоставление фиг. 5, а и б показывает, что картина свечения металлов во вспышке 11 октября 1960 г. была в целом близка к той, которая наблюдалась во вспышке 26 сентября 1963 г. Наиболее существенное различие этих фигур наблюдается лишь для линий группы III, т. е. как раз для тех линий, которые во вспышке 26 сентября 1963 г. к моменту $10^h 26^m$ не достигли яркости балла 4 и выше. То, что различие обусловлено лишь яркостью одних и тех же линий, было проверено по спектрограммам обеих вспышек. Следовательно, учитывая постепенное поярчение линий группы III во вспышке 26 сентября 1963 г., можно, по-видимому, определенно сказать, что при продолжении наблюдений мы бы имели для этой вспышки в моменты, несколько более поздние $10^h 26^m$, картину, мало отличающуюся от изображенной на фиг. 5, б.

Характер возгорания линий во вспышке 26 сентября 1963 г. указывает на возможность существования в начале развития вспышек какого-то селективного механизма возбуждения, приводящего к быстрому поярчению линий с некоторыми определенными потенциалами возбуждения верхнего уровня. По-видимому, одновременно в возбуждении линий участвует и другой, не обладающий избирательностью, механизм, вызывающий более медленный рост интенсивности эмиссии металлов.

О природе селективного механизма возбуждения можно высказать лишь следующие соображения общего характера. Эмиссия в линиях водорода во вспышке 26 сентября 1963 г., особенно на первых порах, была заметно асимметричной: красное крыло было сильнее синего. Согласно [10], распределение эмиссии в далеких крыльях балмеровских линий в сильных вспышках хорошо согласуется с предположением о наличии в последних макроскопических движений взрывного типа со скоростями от 80 до 250 км/сек. Следовательно, во вспышке 26 сентября 1963 г. можно сказать, что она представляла собой некий «взрыв», сила которого в разных направлениях вначале была неодинаковой. Возможно, что именно со взрывным характером и разной силой «взрыва» в различных направлениях и было связано в начале вспышки поярчение линий металлов с «фиксированными» значениями потенциала возбуждения верхнего уровня. Если это так, то можно ожидать, что в направлении более сильной струи «взрыва» будут светиться линии с большим потенциалом возбуждения верхнего уровня, а в направлении слабой струи — с меньшим, и, следовательно, свечение тех и других будет локализовано в разных областях. Микрометрические измерения взаимного расположения уровней максимального свечения в линиях с P , равным $3,3 \text{ эв}$, с одной стороны, и $5,5 \text{ эв}$ — с другой, для вспышки 26 сентября 1963 г. подтверждают последнее.

Автор благодарен руководителю члену-корреспонденту АН СССР А. Б. Северному за помощь в работе и Н. Н. Степанян за обсуждение ряда вопросов.

10 декабря 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. R. Michard. *Ann. d'Astrophys.*, **22**, 887, 1959.
2. M. Blaha, M. Kopecký, Z. Svestka. *Bull. Astron. Inst. Cesk.*, **13**, 85, 1962.
3. Н. Н. Степанян. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **26**, 41, 1961.
4. Н. Н. Степанян. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **29**, 68, 1963.
5. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **15**, 31, 1955.
6. А. Б. Северный, Н. В. Стещенко, В. Л. Хохлова. *Астрон. ж.*, **37**, № 1, 23, 1960.
7. E. Tandberg-Hanssen. *Astrophys. J.*, **137**, 26, 1963.
8. C. E. Moore. *Contr. Princeton Univ. Obs.*, **N 20**, 1945.
9. M. Minnaert, G. F. Mulders, I. Hautgast. *Phot. Atlas. Sol. Spectr.*, Utrecht, 1940.
10. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **21**, 131, 1959.

О СВЯЗИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК С ИХ ЭФФЕКТАМИ
В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

Б. М. Владимирский, А. К. Панкратов

Из сопоставления ионосферных эффектов вспышек с малыми ($< 1\%$) возрастаниями интенсивности космических лучей на уровне моря (нуклонная компонента) следует, что:

1) более мощным эффектам в D -слое ионосферы соответствуют в среднем более значительные возрастания космических лучей на уровне моря.

2) появление поглощения в D -слое, т. е. потока рентгеновского излучения с $\lambda \leq 8 \text{ \AA}$, является необходимым, но недостаточным признаком появления малого эффекта в космических лучах на уровне моря.

ON THE RELATION BETWEEN X RAY RADIATION OF SOLAR FLARES AND THEIR EFFECTS IN COSMIC RAYS, by B. M. Vladimirovsky and A. K. Pankratov.— From a comparison of ionospheric effects of flares with small increases ($< 1\%$) in cosmic ray intensity at sea-level (nucleon component) it follows that:

1. Stronger effects in the ionospheric D layer correspond in the mean to an appreciably higher increase of cosmic rays at sea-level.

2. The appearance of absorption in the D layer, i. e. an X ray flux with $\lambda \leq 8 \text{ \AA}$, is a necessary but not sufficient indication of the appearance of a small effect in cosmic rays at sea-level.

I. В связи с обнаружением прямыми измерениями электронной компоненты солнечных космических лучей [1] представляет интерес вопрос о возможности ее исследования косвенными методами на основе уже имеющегося материала.

Как хорошо известно, ускоренные электроны проявляют себя в солнечной атмосфере синхротронной эмиссией в радиодиапазоне и в видимой области спектра (см., например, [2,3]), а также в тормозном излучении в рентгеновской области спектра.

О природе рентгеновского излучения вспышек в настоящее время высказываются разные точки зрения. Например, в [4] предполагается, что рентгеновское излучение является целиком неравновесным. С другой стороны, предпринимаются попытки объяснить основные имеющиеся данные равновесным излучением плазмы при температурах порядка 10^7 K и выше [5, 6].

Целью данной работы является изучение вопроса о связи между эффектами солнечных вспышек в космических лучах, с одной стороны, и рентгеновским излучением вспышек — с другой. Это может способствовать получению дополнительных фактов о природе рентгеновского излучения вспышек, а также выяснению возможности изучения электронной

компоненты солнечных космических лучей по ее рентгеновскому излучению.

По мнению многих авторов [7—14], внезапное возрастание электронной концентрации в D -слое ионосферы во время солнечных вспышек вызывается внезапным увеличением потока рентгеновского излучения с $\lambda \leq 8 \text{ \AA}$. Это приводит к внезапному увеличению поглощения космического радиоизлучения (SCNA) и коротких радиоволн (SWF), а также к ряду других явлений.

В настоящей работе при сопоставлении рентгеновского излучения солнечных вспышек с возрастаниями интенсивности космических лучей мы будем опираться не на прямые измерения потока рентгеновского излучения, а на косвенные (ионосферные) методы обнаружения рентгеновского излучения. Поэтому когда мы в дальнейшем говорим о «потоке рентгеновского излучения с $\lambda \leq 8 \text{ \AA}$ », то под этим следует понимать соответствующие ионосферные эффекты в D -слое, которые вызываются этим потоком. Отметим также, что повсюду имеются в виду ионосферные эффекты в средних и низких широтах, т. е. эффекты, вызванные волновой, а не корпускулярной радиацией солнечных вспышек.

II. В качестве индикатора рентгеновского излучения вспышек в области $\lambda \leq 8 \text{ \AA}$ были использованы данные по минимальным частотам отражения от ионосферы при вертикальном зондировании — $f_{\min}$ (по материалам МЦД Б-2), по поглощению коротких радиоволн — SWF [15], по поглощению космического радиоизлучения — SCNA [15, 16] и по внезапным возрастаниям атмосфериков — SEA [15].

Эффекты солнечных вспышек в $f_{\min}$ отбирались способом, изложенным в [17], по материалам ионосферных станций, указанных там же. Интенсивность эффектов в $f_{\min}$ оценивалась по трехбалльной шкале.

Данные по интенсивностям нуклонной компоненты космических лучей на уровне моря взяты из [18] и материалов МЦД Б-2.

Для вспышек, сопровождавшихся большими возрастаниями интенсивности космических лучей на уровне моря, амплитуды возрастаний взяты из литературных данных по станциям с широтой около 50° с учетом зон попадания.

Интегрированные по времени потоки солнечных космических лучей, вызвавших поглощения в полярной шапке, заимствованы из [19].

Были использованы также данные по радиоизлучению солнечных вспышек с $\lambda = 10 \text{ см}$ [20].

III. Как известно, релятивистская часть энергетического спектра космических лучей, благодаря существенно большей длине свободного пробега, менее подвержена изменениям условий распространения в межпланетном пространстве, чем нерелятивистская часть. Поэтому при изучении связи рентгеновского излучения вспышек с эффектами в космических лучах мы пользовались релятивистской частью энергетического спектра солнечных космических лучей.

Эффекты вспышек в космических лучах изучались отдельно для вспышек балла 2^+ и выше в H_α , балла 2 и балла < 2 .

Вспышки балла 2^+ и выше в H_α . Для анализа были отобраны 27 вспышек в H_α в основном балла 2^+ и выше за период МГГ. Эти вспышки были разбиты на две группы, согласно наличию SWF (так как данные по SWF наиболее полные): а) вспышки, сопровождавшиеся SWF, — 22 случая (табл. 1); б) вспышки, во время которых не наблюдалось SWF, — 5 случаев (табл. 2). Однозначность разбиения подтверждалась данными по $f_{\min}$ и SEA.

Интенсивность космических лучей в некотором интервале времени, включающем вспышку, сначала усреднялась по восьми высокоширотным станциям (табл. 3). Поправки на суточный эффект не вводились, так как суточный эффект для таких станций относительно мал. Интервал времени

Таблица 1

Дата	Начало	Балл в H_{α}
29.VIII 1957	05 ^h 45 ^m E	2
29.VIII	10 31	2
10.IX	02 23	3
21.IX	13 30	3
30.IX	16 57	3
16.X	01 52	3
17.XII	07 34E	2
28.XII	22 29	2
25.I 1958	09 15E	3
1.III	09 05	3
7.IV	10 10	3
1.V	21 15	3
5.V	03 56	3
19.VI	09 40	3
19.VII	19 05	2+
4.VIII	04 09	3
14.IX	08 22	2+
19.X	06 58	2+
21.X	23 18	2+
24.X	14 32	2+
14.XI	00 36	3
24.XI	16 07	3

Таблица 2

Дата	Начало	Балл в H_{α}
22.VII 1957	09 ^h 53 ^m E	3
29.VIII	13 33E	2
2.IX	10 45	2+
29.XI	00 45	3+
5.III 1958	05 00E	3

Таблица 3

Станция	Порог обрезания жесткости, Бэв/с	Статистическая ошибка, за 2 час, %
Черчилль	0,3	0,53
Дип Ривер	1,3	0,31
Лидс	1,6	0,56
Маусон	0,2	0,38
Мурчисон Бэй	0,1	0,45
Ризольют Бэй	0	0,50
Сальфур М.	1,1	0,23
Туле	0	0,50
Уинсала	1,3	0,44

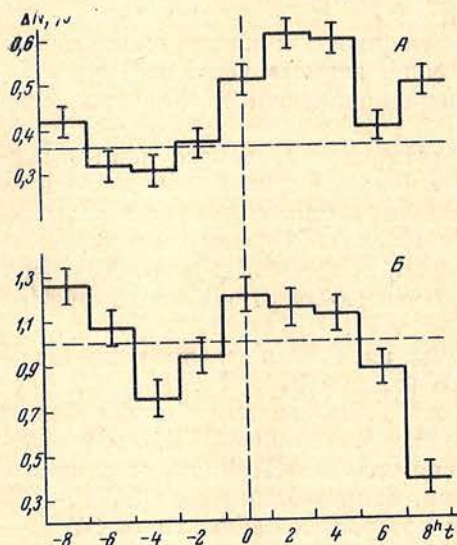
включал в себя около 8 час до вспышки, для того чтобы можно было определить спокойный уровень космических лучей, и около 8 час после вспышки, чтобы по возможности охватить весь период повышенной интенсивности космических лучей после вспышки. Затем отдельно для каждой

группы вспышек применялся метод наложения эпох.

Результаты приведены на фиг. 1 (А и Б). По оси абсцисс отложены двухчасовые интервалы времени. За нулевой момент времени принят момент начала вспышки в H_{α} . По оси ординат отложена интенсивность космических лучей. Пунктиром нанесены средние значения интенсивности космических лучей за интервал времени до вспышки. Вертикальные черточки обозначают статистические ошибки измерений, соответствующие усреднению (это относится и к фиг. 2 и 3). Выпадение последней точки на фиг. 1 (Б) связано с началом Форбуш-спада для одного из событий.

Вспышки балла 2 в H_{α} . Всего было отобрано 32 вспышки в основном балла 2, которые отвечали следующим требованиям:

а) были расположены не далее 60° к западу или к востоку от центрального меридиана Солнца;



Фиг. 1. Эффект в космических лучах от вспышек в H_{α} балла 2+ и выше (наложение эпох).

А — вспышки, сопровождавшиеся SWF; Б — вспышки, не сопровождавшиеся поглощением в D-слое ионосферы

Таблица 4

Дата	Начало	Балл в H_{α}
1.IV 1958	10 ^h 50 ^m E	2+
3.VIII	21 42	2
12.VIII	04 19	2
15.X	10 23	2+
18.X	01 34E	2
11.XII	03 55	2

Таблица 5

Дата	Начало	Балл в H_{α}
24.XI 1957	19 ^h 30 ^m	2
19.V 1958	10 52	2
3.VI	03 34	2
5.VI	02 58	2
5.VI	22 57	2
20.VI	00 16	2
15.VII	22 36E	2+
23.VII	05 18	2
14.VIII	04 37E	2
3.X	23 12	2
7.X	19 50	2
15.XII	06 24	2

Таблица 6

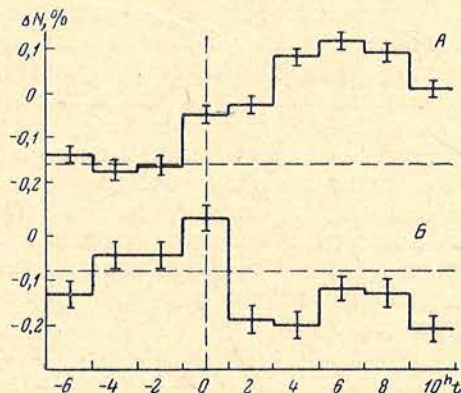
Станция	Статистическая ошибка за 2 час, %
Алма-Ата	0,38
Беркли	0,45
Чикаго	0,48
Черчилль	0,53
Клаймакс	0,12
Дип Ривер	0,31
Геттинген	0,41
Германшос	0,44
Херстмонсе	0,31
Лиде	0,56
Линкольн	0,52
Лондон	0,41
Маусон	0,38
Маунт Веллингтон	0,37
Маунт Вашингтон	0,28
Мурчисон Бэй	0,45
Оттава	0,52
Рим	0,56
Сальфур М.	0,23
Ризольют Бэй	0,50
Туле	0,50
Уппсала	0,44
Вейсенау	0,43
Цугшпитце	0,15
Якутек	0,55
М. Нориккура	0,20

б) фон космических лучей во время вспышки был спокойным;

в) уровень возмущенности геомагнитного поля в K_p -индексе был не выше трех в интервале времени 6 час до и 10 час после вспышки.

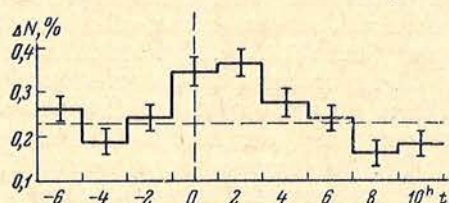
Для отобранных таким путем вспышек условия распространения солнечных космических лучей через межпланетное пространство к Земле были наиболее благоприятны.

Эти вспышки были разбиты также на две группы: с SWF — 20 случаев



Фиг. 2. Эффект в космических лучах от вспышек в H_{α} балла 2 (наложение эпох).

А — вспышки, сопровождавшиеся SWF; Б — вспышки, не сопровождавшиеся поглощением в D-слое ионосферы



Фиг. 3. Эффект в космических лучах от вспышек в H_{α} балла <2, сопровождавшихся SCNA

(табл. 4 и 8) и без SWF — 12 случаев (табл. 5). Как и в предыдущем случае, однозначность разбиения подтверждалась данными по $f_{\min}$ и SEA.

Для этих вспышек усреднение интенсивности космических лучей производилось по 25 станциям (табл. 6), а суточный эффект исключался по предшествующему или последующему дню. После этого применялся метод наложения эпох.

Результаты приведены на фиг. 2 (А и В). Из рассмотрения графика на фиг. 1 и 2 следует, что вспышки, сопровождавшиеся SWF, т. е. потоком рентгеновского излучения с $\lambda \leq 8 \text{ \AA}$, дают заметные эффекты в космических лучах ($\sim 0,3 \pm 0,03\%$). В то же время вспышки, не сопровождавшиеся заметным возрастанием ионизации в D-слое ионосферы, т. е. без SWF, если и дают эффекты в космических лучах, то порядка статистической ошибки. Такой же вывод получен в [24].

Следует подчеркнуть, что для групп вспышек балла 2 и 3 в H_x применялись существенно разные критерии отбора и методы обработки (см. выше).

Вспышки балла < 2 в H_x . Как известно [22], эффекты в космических лучах от вспышек балла 1 в H_x не были обнаружены по материалам МГГ и МГСС. Интересно отметить, однако, что специально изученная нами группа из 9 вспышек балла < 2 в H_x (табл. 7), сопровождавшихся увеличением поглощения космического радиоизлучения — SCNA, по-видимому, обнаруживает небольшое возрастание ΔN ($0,13 \pm 0,03\%$) (фиг. 3). Критерии отбора и способ обработки для этой группы вспышек были аналогичны использованным для вспышек балла 2.

Таблица 7

Дата	Начало	Балл в H_x	Дата	Начало	Балл в H_x
4.V 1958	16 ^h 33 ^m	1	12.IX	16 ^h 05 ^m	1+
5.V	20 25	1+	16.X	17 05	1
13.VI	17 13	1+	20.X	19 12	1+
26.VII	19 52	1+	1.XI	18 15	1
14.VIII	21 37	1+			

На основании непосредственных наблюдений рентгеновского излучения во время солнечных вспышек в [23] было установлено, что поток рентгеновского излучения в области $\lambda \leq 8 \text{ \AA}$ с энергией больше $2 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ сопровождается SWF и другими ионосферными эффектами. Поэтому, подводя итог изложенному выше, мы можем заключить, что вспышки с потоком рентгеновского излучения больше $2 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ в области с $\lambda \leq 8 \text{ \AA}$ дают в среднем возрастание интенсивности космических лучей на уровне моря порядка 0,3%, тогда как вспышки с потоком рентгеновского излучения меньше $2 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$, если и дают возрастания ΔN , то не более 0,03%, причем последнее не зависит от балла вспышки в H_x .

Следует отметить, что во все вышеупомянутые группы вспышек не вошла ни одна из известных вспышек, давших большие возрастания интенсивности космических лучей на уровне моря.

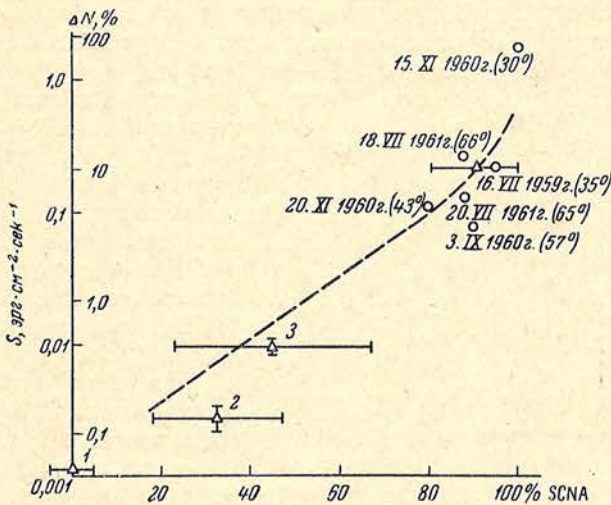
IV. Интересно далее посмотреть, имеется ли количественная связь между величиной ионосферного эффекта солнечной вспышки и амплитудой возрастания в космических лучах.

Для 10 вспышек были известны амплитуды возрастания космических лучей на уровне моря [24].

Возрастание интенсивности нуклонной компоненты космических лучей на уровне моря (ΔN) приведены в табл. 8. Вспышки, сопровождавшиеся большими ионосферными эффектами, отмечены звездочками.

Дата	Начало	Балл SWF	Балл $f_{\min}$	ΔN , %	Дата	Начало	Балл SWF	Балл $f_{\min}$	ΔN , %
28.VIII 1957*	08 ^h 41 ^m E	3	3 ⁻	0,6	7.VII * 1958	00 ^h 20 ^m	3	3	0,5
11.IX	02 36E	3	1 ⁺	0,1	29.VII *	02 59	3 ⁺	3	0,9
26.IX	19 07	2 ⁺	2 ⁻	0,3	16.VIII *	04 33	3 ⁺	3 ⁺	0,2?
20.X *	16 37	3 ⁺	3	0,5	19.VIII	00 42	2	1	0,1
9.II 1958	21 08	1	1	0,3	20.VIII	21 18	2 ⁺	2 ⁻	
4.VI	21 47	2 ⁺	1 ⁺	0,1					

Значения ΔN , вычисленные отдельно для вспышек, давших наиболее мощные ионосферные эффекты (балла 3 по SWF и $f_{\min}$), и для остальных вспышек, равны соответственно 0,54% и $\leq 0,2\%$. Как видно, некоторая связь как будто бы намечается. Однако оценка ионосферного эффекта баллом для более точных количественных сопоставлений является слишком грубой.



Фиг. 4. Зависимость между величиной поглощения в ионосфере и возрастаниями космических лучей (ΔN , %). Кривая — пересчет поглощения в поток монохроматического рентгеновского излучения с $\lambda = 2A$ (подробности см. в тексте)

Поэтому в дальнейшем были привлечены данные по SCNA за 1958—1961 гг. (18 *Мгц*). К сожалению, патруль этих явлений охватывает только интервал времени 15^h—3^h UT.

Результаты таких сопоставлений сведены вместе на фиг. 4, где по оси абсцисс отложена величина поглощения в процентах (SCNA), а по оси ординат в логарифмическом масштабе дана амплитуда возрастания интенсивности космических лучей в процентах (ΔN). Точка 1 соответствует отсутствию поглощения (SCNA = 0%) и минимальному возрастанию интенсивности космических лучей, которое еще может быть обнаружено с помощью примененной методики обработки при данной чувствительности аппаратуры ($\Delta N = 0,05\%$).

Точка 2 соответствует группе из девяти вспышек балла < 2 в H_z , эффект которых в космических лучах изображен на фиг. 3 (табл. 7). Величина среднего поглощения для этой группы равна 32% (стандартное отклонение $\pm 15\%$).

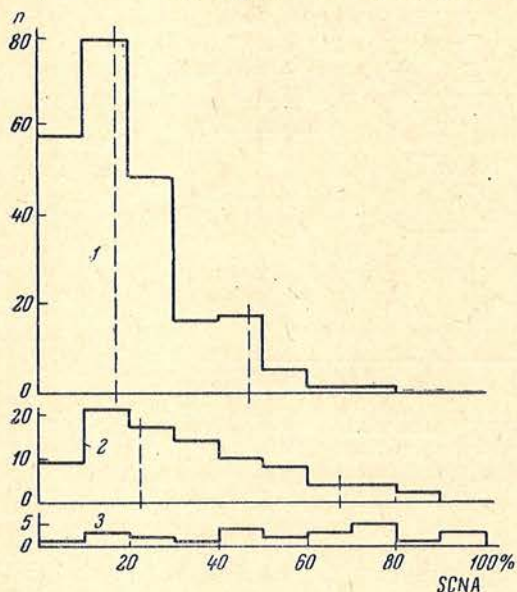
Точка 3 соответствует среднему эффекту возрастания интенсивности космических лучей для 14 вспышек в основном балла 2 в H_{α} (табл. 9). Величина среднего поглощения для этой группы вспышек равна $45 \pm 22\%$.

Таблица 9

Дата	Начало	Балл в H_{α}	Дата	Начало	Балл в H_{α}
10.IV 1958	16 ^h 15 ^m	2	11.VIII	14 ^h 50 ^m	2
3.VI	15 07	2 ⁺	13.VIII	12 05	2
4.VI	21 47E	2	24.XI	16 07	3
19.VI	14 34	2	11.XII	18 02	2
30.VII	21 38	2	12.XII	00 54	2
3.VIII	21 42	2	12.XII	12 29	2 ⁺
7.VIII	14 57	3	31.XII	16 56	8

Возникает вопрос, насколько типичными являются SCNA со средней величиной, равной 32 и 45 %, для вспышек балла 1 и 2 в H_{α} соответственно?

На фиг. 5 приведено распределение числа случаев SCNA в зависимости от величины поглощения за 1958—1961 гг. отдельно для вспышек балла 1; 2 и 3 в H_{α} . Кроме этого, на фиг. 5 пунктиром нанесены диапазоны поглощений $32 \pm 15\%$ и $45 \pm 22\%$ на распределениях для вспышек балла 1 и 2 в H_{α} соответственно. Из фиг. 5 видно, что амплитуды SCNA для точек 2 и 3 на фиг. 4 являются достаточно характерными для соответствующих баллов вспышек в H_{α} .



Фиг. 5. Распределение числа случаев SCNA в зависимости от величины поглощения для вспышек балла 1 (гистограмма 1), балла 2 (гистограмма 2) и балла 3 (гистограмма 3)

Далее, на фиг. 4 нанесены также шесть случаев больших возрастных интенсивности космических лучей на уровне моря (для случаев 4.V и 12.XI 1960 г. отсутствовали данные по SCNA). Соответствующие даты и высоты Солнца над горизонтом для станций наблюдения отмечены на графике. Видно, что величины SCNA для всех этих случаев лежат в пределах 80—100%.

Весьма важно отметить, что для других шести вспышек (табл. 10) с поглощением $\geq 80\%$ не было обнаружено никакого возрастания в космических лучах с точностью до 0,5%. Это свидетельствует о том, что не вспышки, сопровождавшиеся значительными ионосферными эффектами, дают также и возрастание интенсивности космических лучей на уровне моря. Это, очевидно, справедливо и для вспышек балла 1 и 2 в H_{α} (точки 2 и 3 на фиг. 4).

Анализ имеющихся данных по SCNA и соответствующая оценка показали, что общее число случаев с величиной SCNA $\geq 80\%$ составит около 40 за период 1958—1961 гг., если учесть неполноту патруля (15^h—3^m UT), а также то обстоятельство, что величины SCNA для ряда вспышек

могли быть занижены из-за большого зенитного угла Солнца в момент наблюдения. Если мы усредним по 40 случаям амплитуды ΔN для имеющих 8 больших возрастаний космических лучей на уровне моря за вышеупомянутый период времени, то получим среднюю амплитуду около 10%

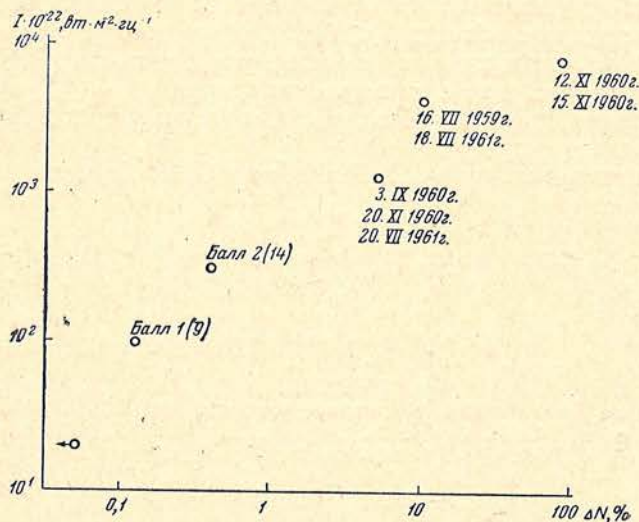
Таблица 10

Дата	Начало	Балл в H_{α}	Дата	Начало	Балл в H_{α}
30.VII 1958	15 ^h 27 ^m	2	1.IX 1960	16 ^h 56 ^m	2+
4.XII	18 49	?	30.XI	17 38	3
9.II 1959	16 38	1	15.XII 1960	18 14	?

(точка 4 на фиг. 4). Такая несколько искусственная процедура усреднения фактически соответствует методике получения точек 2 и 3 на фиг. 4, так как в том случае мы не знаем, какие вспышки сопровождалась возрастанием космических лучей на уровне моря, а какие не сопровождалась.

На основании всего этого из фиг. 4 следует сделать вывод, что в среднем наблюдается зависимость между величиной SCNA и ΔN , однако только в среднем, так как имеются случаи, когда значительные увеличения поглощения в D -слое не сопровождаются возрастаниями интенсивности космических лучей на уровне моря. Таким образом, появление поглощения в D -слое во время солнечной вспышки является необходимым, но недостаточным признаком для появления возрастания космических лучей на уровне моря. Это напоминает ситуацию при сопоставлении радиовсплесков типа IV с возрастаниями интенсивности космических лучей.

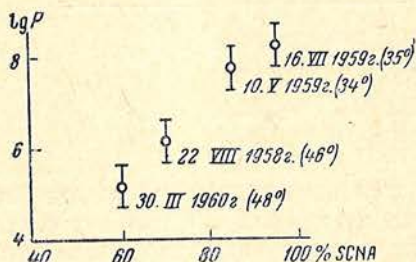
В качестве иллюстрации на той же фиг. 4 нанесена кривая — результат пересчета величины SCNA в поток рентгеновского излучения S вне атмосферы в $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$. Рентгеновское излучение предполагалось монохроматическим ($\lambda = 2 \text{ \AA}$), высота Солнца над горизонтом равна 35° . Расчет производился методом, изложенным в [25], при ионосферных



Фиг. 6. Зависимость эффекта возрастания интенсивности космических лучей от сглаженной величины радиовсплеска на длине волны $\lambda = 10 \text{ см}$ (нумерация точек соответствует фиг. 4)

параметрах из [26, 27]. Шкалы для S и ΔN на фиг. 4 совмещены таким образом, чтобы поток рентгеновского излучения $\sim 10^{-3}$ эрг/см²·сек, являющийся пороговым значением для обнаружения поглощения в D -слое, соответствовал значению $\Delta N = 0,05\%$, начиная с которого возрастание в космических лучах может быть обнаружено с помощью применявшейся выше методики. На фиг. 4 видно, что экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на эту кривую.

Как известно, установлена хорошая корреляция между интенсивностью радиовсплесков с $\lambda = 10$ см и рентгеновским излучением вспышек



Фиг. 7. Зависимость между величиной поглощения в ионосфере (SCNA) и логарифмом интегрированного по времени потока космических лучей с энергией > 100 Мэв ($\lg P$) [19] для четырех вспышек (дата указана около точек вместе с высотой Солнца над горизонтом для станции, наблюдавшей SCNA)

[28, 29]. Мы воспользовались этим обстоятельством для независимой проверки установленной нами средней зависимости ΔN от SCNA. На фиг. 6 в двойном логарифмическом масштабе отложены возрастания интенсивности космических лучей и величины сглаженных потоков радиоизлучения для точек фиг. 4.

Далее, из фиг. 7 видно также, что зависимость, установленная для релятивистской части спектра, по-видимому, намечается и для мягких космических лучей. К сожалению, данные по SCNA известны только для четырех случаев, хотя все события, за очень редким исключением сопровождавшиеся полярным блэкаутом, связаны со вспышками, сопровождавшимися также и SWF.

Подводя итог всему изложенному выше, можно сделать следующие выводы:

- 1) в среднем существует зависимость между величиной поглощения в D -слое во время солнечной вспышки и величиной возрастания космических лучей на уровне моря (фиг. 4);
- 2) эффект в космических лучах сопровождается соответствующим ионосферным эффектом в D -слое, вызванным рентгеновским излучением солнечных вспышек в области $\lambda \leq 8$ Å. Однако не всегда при наличии потока рентгеновского излучения и соответствующего поглощения в D -слое наблюдается возрастание в космических лучах.

Исследование природы обнаруженных закономерностей будет предметом отдельного сообщения.

Авторы признательны Ю. И. Нешпору и С. И. Гопасюку за ценное обсуждение работы.

Декабрь 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. P. Meyer, R. Vogt. Phys. Rev. Lett., 8, 387, 1962.
2. А. В. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 22, 67, 1960.
3. W. A. Stein, E. P. Ney. J. Geophys. Res., 68, 65, 1963.
4. C. de Jager. Proc. of the 1-st Internat. Space Sci. Symposium, Nice, 1960.
5. K. A. Kawabata. Tokyo Astron. Obs. Reprint, N 20, 1960.
6. H. Friedman. Proc. of IAU Symposium N 16, The Solar Corona, Cloudercroft, 1961.
7. Н. А. Савич. О поведении ионосферы во время внезапных возмущений. Канд. диссертация, 1960.
8. Н. Н. Ерюшев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 3, 1958.
9. Н. Н. Ерюшев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 144, 1961.

10. Н. Н. Ерюшев, Ю. И. Нешпор. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 12, 1958.
 11. Ю. И. Нешпор. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 156, 1961.
 12. Ю. И. Нешпор, Н. А. Савич. Изв. Крымской астрофиз. obs., 24, 41, 1960.
 13. Ю. И. Виноградов, Н. А. Савич. Изв. Крымской астрофиз. obs., 24, 48, 1960.
 14. R. C. Witten, I. G. Porroff. J. Geophys. Res., 66, 2779, 1961.
 15. Compilation of Solar geophys. data CRPL-F, part B, N 156—210, 1957—1961.
 16. Rensselaer Obs. Publ., N 1—18, 1958—1960.
 17. А. К. Панкратов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 29, 160, 1963.
 18. Cosmic Ray Intensity during IGY, Tokyo, 1959—1960.
 19. E. L. Chupp, R. W. Williams. J. Phys. Soc. Japan, 17, Suppl. A-II, 281, 1962.
 20. Quarterly Bull. Solar Activity of the I.A.U., N 119—136, 1957—1961.
 21. B. I. Wilson, C. P. Nehra. J. Geophys. Res., 67, 3707, 1962.
 22. Л. И. Дорман, Е. В. Коломеец. Геомагнетизм и аэрномия, 1, 653, 1961.
 23. R. W. Kreplin, T. A. Chubb, H. Friedman. J. Geophys. Res., 67, 2231, 1962.
 24. Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 28, 320, 1962.
 25. Ю. И. Нешпор. Ионосферные исследования, № 10, 27, 1962.
 26. M. Nicolet, A. C. Aikin. J. Geophys. Res., 65, N 5, 1960.
 27. A. P. Mitra. J. Geophys. Res., 64, 733, 1959.
 28. O. Hachenberg, A. Krüger. J. Atm. Ter. Physics, 17, 20, 1959.
 29. M. R. Kundu. J. Geophys. Res., 66, 4308, 1961.
-

О МЕХАНИЗМЕ СУТОЧНОЙ ВАРИАЦИИ
В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

А. А. Степанян

Показано, что основные характеристики суточного эффекта в космических лучах — спектр вариаций, широтный ход 1 и 2-й гармоник — могут быть объяснены, если считать, что суточная вариация вызвана действием электрического поля; при этом отсутствие вариации в области малых энергий (1—10 Бэв) можно объяснить рассеянием космических лучей на магнитных облаках с хаотическим полем.

THE MECHANISM OF DIURNAL VARIATIONS IN COSMIC RAYS, by A. A. Stepanyan. — It is shown that the main characteristics of the diurnal effect in cosmic rays (variation spectrum and latitude variations of the first and second harmonic) can be explained if it is assumed that the diurnal variation is due to the action of an electric field. The absence of variations in the region of small energies (1—10 Bev) can be explained by the scattering of cosmic rays on magnetic clouds with a chaotic field.

Введение

Известно, что интенсивность космических лучей подвержена суточной вариации. Исследованию этого явления посвящено много работ.

Суточная вариация имеет очень небольшую амплитуду: примерно 0,5% на мезонном телескопе. Ввиду этого экспериментальное исследование ее весьма затруднено. В большей части работ исследуется лишь средняя за большие промежутки времени суточная вариация.

В 1955 г. Л. И. Дорман выдвинул теорию этого эффекта, в которой суточная вариация связывалась с действием электрического поля, возникающего при движении плазмы корпускулярных потоков с напряженностью магнитного поля H , со скоростью v относительно Земли. При этом напряженность электрического поля

$$E = -\frac{1}{c} [vH]. \quad (1)$$

В теории Л. И. Дормана предполагалось, что корпускулярные потоки имеют небольшую угловую ширину ($\leq 30^\circ$), причем из Солнца одновременно должно испускаться большое число (~ 10) таких потоков, преимущественно с высоких (40° — 60°) гелиоширот.

Спектр суточной вариации имеет при этом вид: $\delta D/D = (\gamma + 2) \Delta\epsilon/\epsilon$, где $\delta D/D$ — относительная вариация интенсивности первичного потока космических лучей, $\Delta\epsilon$ — изменение энергии частиц, при прохождении ими корпускулярного потока, γ — показатель степени дифференциального энергетического спектра первичного излучения. Частицы малых энер-

гий, которые не в состоянии пересечь поток, попадают на Землю при отражении от потока, т. е. не изменившими свою энергию. Таким образом находит объяснение экспериментальный факт отсутствия суточной вариации в области малых энергий (1—7 $E_{эв}$). Теория Л. И. Дормана достаточно подробно изложена в [1].

В последние годы появились работы [2, 3], в которых первоначальная теория подвергнута критическому анализу. В некоторых работах [4, 5] авторы приходят к выводу, что энергетический спектр отличается от принятого в [1]. Оказалось, что, по всей видимости, геометрия потоков, вызывающих суточную вариацию, существенно иная. В [3] делается вывод, что угловая ширина их $\sim 120^\circ$, а следовательно, они могут быть связаны с хромосферными вспышками. Этот вывод подтверждается в [6, 7], где показано, что максимумы амплитуды суточной вариации следуют после радиовсплесков IV типа.

Спектр суточной вариации, полученный по данным о широтном эффекте на нейтронных мониторах [4], имеет вид

$$\delta D/D \sim \varepsilon^{-0,4} \text{ для } \varepsilon > 6 E_{эв}. \quad (2)$$

В [5], по данным подземных измерений, получено, что он имеет вид

$$\delta D/D \sim \varepsilon^{-0,5} \text{ для } \varepsilon > 10 E_{эв}. \quad (3)$$

Нами предлагается механизм суточной вариации, который может, по-видимому, объяснить всю имеющуюся совокупность экспериментальных данных.

§ 1. Влияние геомагнитного поля на связь между наблюдаемой вариацией и первичной анизотропией

Основные экспериментальные данные по суточному эффекту получены с помощью наземной аппаратуры, которая обладает сравнительно большим телесным углом приема частиц. Магнитное поле Земли, искривляя траектории частиц, приводит, как правило, к расширению приемного конуса, с одной стороны, и к разделению по направлениям частиц разных энергий — с другой стороны.

Таким образом, наземная аппаратура усредняет суточную вариацию (анизотропию) по различным направлениям, что приводит к уменьшению амплитуды наблюдаемой суточной вариации по сравнению с амплитудой анизотропии за пределами магнитного поля Земли.

Легко видеть, что число, показывающее, во сколько раз измеряемая амплитуда суточной вариации меньше действительной, существенно зависит от спектра суточной вариации. Перейдем к вычислению этого коэффициента ослабления анизотропии.

Известно, что интенсивность N_n^λ на уровне регистрации прибором типа n , на широте λ связана с первичной на той же широте $D(p)$ следующим соотношением:

$$N_p^\lambda = \int_{p_k}^{\infty} D(p) m_n^\lambda(p) dp, \quad (4)$$

где p — импульс; $m_n^\lambda(p)$ — кратность генерации вторичных частиц. Обозначим

$$D(p) m_n^\lambda(p) = N_n^\lambda(p),$$

т. е.

$$N_p^\lambda = \int_{p_k}^{\infty} N_n^\lambda(p) dp.$$

В выражении (4) $D(p)$ и $m_n^\lambda(p)$ представляют собой средние величины для всех направлений прихода частиц. Эти соотношения обычно применяются при изучении изотропной вариации. Для изучения анизотропии необходимо рассматривать потоки в относительно узких телесных углах.

Обозначим через $\{\theta_i^\lambda, \psi_k^\lambda\}$ совокупность траекторий частиц, приходящих на широту λ при зенитном расстоянии, близком к θ_i^λ , и азимуте, близком к ψ_k^λ в телесном угле ω_{ik} . Кратность для частиц с таким направлением уже будет отличаться от средней $m_n^\lambda(p)$. Можно написать:

$$m_{n,ik}^\lambda(p) = m_n^\lambda(p) s_{ik}^n,$$

а

$$D(p) = \sum_{i,k} I(p, \theta_i^\lambda, \psi_k^\lambda) \omega_{ik},$$

где $I(p, \theta_i^\lambda, \psi_k^\lambda)$ — интенсивность потока первичных частиц на единицу телесного угла. Введем теперь величину

$$\begin{aligned} N_{n,ik}^\lambda(p) &= I(p, \theta_i^\lambda, \psi_k^\lambda) \cdot \omega_{ik} m_n^\lambda(p) \cdot s_{ik}^n = m_n^\lambda(p) I_{ik} \omega_{ik} s_{ik}^n, \\ N_n^\lambda(p) &= \sum_{ik} N_{n,ik}^\lambda(p) = m_n^\lambda(p) \sum_{ik} I_{ik}(p, \theta_i^\lambda, \psi_k^\lambda) \omega_{ik} s_{ik}^n. \end{aligned} \quad (5)$$

Обозначим $\sum_{ik} \omega_{ik} = \Omega$. Тогда

$$N_n^\lambda(p) = m_n^\lambda(p) \Omega \sum_{ik} I(p, \theta_i^\lambda, \psi_k^\lambda) \frac{\omega_{ik}}{\Omega} s_{ik}^n$$

или

$$N_n^\lambda(p) = m_n^\lambda(p) \Omega \sum_{ik} \alpha_{ik}^n I[p, \Phi_{ik}^\lambda(p), \varphi_{ik}^\lambda(p)], \quad (6)$$

где

$$\alpha_{ik}^n = \frac{\omega_{ik} s_{ik}^n}{\Omega}, \quad \text{а } I[p, \Phi_{ik}^\lambda(p), \varphi_{ik}^\lambda(p)] = I(p, \theta_i^\lambda, \psi_k^\lambda). \quad (7)$$

Здесь $\Phi_{ik}^\lambda(p)$ — угол¹ траектории частиц с экваториальной плоскостью Земли, а $\varphi_{ik}^\lambda(p)$ — «долгота прихода» частицы с импульсом p , попадающей на широту λ под углами θ_i^λ и ψ_k^λ . Под «долготой прихода» понимается угол в плоскости экватора между проекцией траектории частицы за пределами магнитного поля Земли и проекцией линии Земля—Солнце.

Выражение (7) написано на основании теоремы Лиувилля. Из (6) следует, что

$$D(p) = \sum_{i,k} I_{ik} \omega_{ik} = \sum_{ik} I_{ik} \omega_{ik} s_{ik}^n = I \Omega. \quad (8)$$

Последнее равенство следует из того, что при отсутствии суточной вариации $I_{ik} = \text{const}$. Поделив последнее соотношение из выражения (8) на $I \Omega$, получим $\sum_{ik} \alpha_{ik}^n = 1$. Это означает, что коэффициенты α_{ik}^n имеют смысл статистического веса. Значения этих коэффициентов были взяты из [8] и совпадают с приведенными в [9].

Напишем теперь выражение для амплитуды вариации A_n^λ , измеряемой тем или иным прибором.

По определению

$$A_n^\lambda = \frac{\int_{p_k}^{\infty} \delta N_n^\lambda(p) dp}{N_n^\lambda}, \quad (9)$$

где

$$N_n^\lambda = \int_{p_k}^{\infty} N_n^\lambda(p) dp.$$

Из (6) получим

$$\delta N_n^\lambda(p) = m_n^\lambda(p) \Omega \sum_{ik} \alpha_{ik}^n \delta I[p, \Phi_{ik}^\lambda(p), \varphi_{ik}^\lambda(p)]. \quad (10)$$

В общем случае вариацию δI нельзя представить в виде произведения двух независимых функций — от p и от $\{\Phi, \varphi\}$. Однако мы будем в дальнейшем рассматривать случай, когда это разделение возможно, т. е. энергетический спектр для всех направлений один и тот же с точностью до постоянного множителя.

В этом случае можем записать $\delta I = \delta i(p) L(\Phi_{ik}^\lambda, \varphi_{ik}^\lambda)$. Тогда выражение (10) примет вид

$$\delta N_n^\lambda(p) = m_n^\lambda(p) \Omega \delta i(p) \sum_{ik} \alpha_{ik}^n L[\Phi_{ik}^\lambda(p), \varphi_{ik}^\lambda(p)]. \quad (11)$$

Подставляя (11) в (9) и учитывая, что согласно [4] коэффициент связи вторичных вариаций с первичными

$$w_n^\lambda(p) = \frac{m_n^\lambda(p) \Omega I(p)}{N_n^\lambda},$$

получим следующее выражение:

$$A_n^\lambda = \int_{p_k}^{\infty} w_n^\lambda(p) \frac{\delta i(p)}{I(p)} \left[\sum_{ik} \alpha_{ik}^n L(\Phi_{ik}^\lambda, \varphi_{ik}^\lambda) \right] dp. \quad (12)$$

Выражение (10) отличается от обычно применяемого для вычисления амплитуды вариации множителем

$$K_n^\lambda(p) = \sum_{ik} \alpha_{ik}^n L[\Phi_{ik}^\lambda(p), \varphi_{ik}^\lambda(p)], \quad (13)$$

который мы и назовем функцией коэффициента ослабления анизотропии в магнитном поле Земли.

Функция анизотропии $L(\Phi, \varphi)$ может быть в общем случае разложена по сферическим функциям. Поскольку, однако, экспериментальные данные [4, 10] свидетельствуют о том, что функция «мощности источника» [1], т. е. зависимости амплитуды анизотропии от широты прихода частиц, может быть с достаточной точностью представлена в виде $\cos \Phi$, то мы провели расчеты для двух гармоник суточной вариации:

$$L_1 = \cos \Phi \cos \varphi \text{ и } L_2 = \cos \Phi \cos 2\varphi.$$

Функция коэффициента ослабления принимает при этом вид:

$$K_1^{n,\lambda}(p) = \sum_{ik} \alpha_{ik}^n \cos \Phi_{ik}^\lambda \cos \varphi_{ik}^\lambda; \quad \varphi_{ik}^\lambda = \varphi_0 + \Delta \varphi_{ik}^\lambda.$$

Здесь φ_0 — долгота станции наблюдения в принятой нами системе координат. После несложных преобразований получим:

$$A_{n,1}^\lambda = \sqrt{(A_{n,1a}^\lambda)^2 + (A_{n,1b}^\lambda)^2},$$

а

$$\operatorname{tg} \varphi_{0m} = -\frac{A_{n,1b}^\lambda}{A_{n,1a}^\lambda}.$$

Здесь $A_{n,1}^\lambda$ — амплитуда первой гармоники, φ_{0m} — отставание фазы максимума наблюдаемой суточной вариации от максимума анизотропии за пределами магнитного поля Земли.

$$A_{n,1a}^\lambda = \int w_n^\lambda(p) \frac{\delta i(p)}{I(p)} \left(\sum_{ik} \alpha_{ik}^n \cos \Phi_{ik}^\lambda \cos \Delta \Phi_{ik}^\lambda \right) dp,$$

$$A_{n,1b}^\lambda = \int w_n^\lambda(p) \frac{\delta i(p)}{I(p)} \left(\sum_{ik} \alpha_{ik}^n \cos \Phi_{ik}^\lambda \sin \Delta \Phi_{ik}^\lambda \right) dp.$$

Аналогичные выражения можно написать и для второй гармоники суточной вариации.

В табл. 1 приведены средние значения коэффициента ослабления для 1 и 2-й гармоник суточной вариации, определяемые выражением

$$\bar{K}_{n,l}^\lambda = \frac{\int w_n^\lambda(p) \frac{\delta i}{I} K_l^{n,\lambda}(p) dp}{\int w_n^\lambda(p) \frac{\delta i}{I} dp}; \quad l = 1, 2. \quad (14)$$

Здесь в качестве спектра вариации взят спектр электрического поля (1). Как видно из табл. 1, существенное ослабление анизотропии происходит на низких широтах, особенно для 2-й гармоники.

Т а б л и ц а 1

Геомагнитная широта	Нейтронный монитор		Кубический телескоп	
	1-я гармоника	2-я гармоника	1-я гармоника	2-я гармоника
0°	0,67	0,29	0,71	0,33
50	0,79	0,61	0,87	0,79
70	0,79	0,75	0,64	0,57

Это обстоятельство является существенным при исследовании природы суточной вариации.

Следует отметить, что до последнего времени на факт ослабления анизотропии обращалось мало внимания. Впервые учет ослабления был проведен в работе [11]. Однако авторы учитывали лишь вертикально падающие частицы. В [9] при расчетах ослабления анизотропии были учтены все существенные направления приходов частиц на границу атмосферы. И в [9], и в [11] теоретические расчеты сопоставлялись с данными по широтному эффекту 1-й гармоники. Ни в одной из известных нам работ не обращалось внимания на широтный ход 2-й гармоники.

§ 2. Обсуждение критериев справедливости теорий суточного эффекта

Как известно, при определении механизма какой-либо вариации космических лучей весьма важно знать энергетический спектр этих вариаций. Если эффект носит изотропный характер, то, исключив анизотропную

часть вариации, как это сделано, например, в [12], и, пользуясь коэффициентами связи, можно вычислить с определенной точностью первичную вариацию. Эта точность тем больше, чем больше приборов различных типов используется при изучении эффекта.

При изучении спектра анизотропии положение усложняется. Как это ясно из предыдущего, для получения спектра вариации необходимо знать характер анизотропии. С другой стороны, влияние анизотропии (коэффициент ослабления анизотропии) в свою очередь зависит от спектра вариаций. Происходит, как бы удвоение числа неизвестных. Найти спектр вариации можно лишь одновременно с функцией анизотропии. Так как точность определения амплитуды суточной вариации мала, то это вызывает большие трудности при определении спектра.

Этим, по-видимому, и объясняется то обстоятельство, что различные авторы [1, 5, 11, 9] получают отличающиеся друг от друга спектры суточной вариации. Говоря иначе, точность экспериментальных данных такова, что различные виды спектров при надлежащем выборе параметров могут согласоваться с ними.

В связи с этим представляется важным привлечь для выбора теории эффекта другие характеристики суточной вариации. Такой характеристикой может быть широтный ход анизотропии. Однако рассмотрение широтного хода только 1-й гармоники ничего не дает, так как мощность источника суточной вариации в зависимости от широты может быть задана. Гораздо труднее согласовать широтные зависимости 1 и 2-й гармоник суточной вариации. Как мы уже отмечали выше, вопрос о широтном ходе 2-й гармоники ранее, по-видимому, не рассматривался.

Известно, что в то время как 1-я гармоника на широте 70° имеет, например, ту же амплитуду, что и на экваторе, 2-я гармоника на высоких широтах в два раза меньше, чем на экваторе [13]. Если бы «мощности источников» для обеих гармоник были одинаковы, то, согласно табл. 1, отношение 2-й гармоники к 1-й должно было бы, наоборот, возрастать с широтой.

В связи с этим были проведены расчеты относительного широтного хода 2-й гармоники по теории [1]. Расчеты были проведены при двух значениях «обрезающего» импульса $p_k = 7$ и 12 Бэв/с для широтного хода нейтронного монитора. Экспериментальные данные взяты из [13]. Амплитуда 1-й гармоники дана в относительных единицах (на экваторе амплитуда принята равной 1,00). Как видно из табл. 2, по теории [1] не происходит заметного изменения отношения 2-й гармоники к 1-й с широтой как при $p_k = 7 \text{ Бэв/с}$, так и при $p_k = 12 \text{ Бэв/с}$. Это резко противоречит экспериментальным данным. Отметим также, что рассматриваемое отношение, по сути теории [1], не может меняться от случая к случаю. Это обстоятельство также находится в противоречии с подробными исследованиями, проведенными в [14], где показано, что отношение амплитуды 2-й гармоники к 1-й меняется по данным экваториальных станций от случая к случаю.

Таблица 2

Геомагнитная широта	$p_k = 7 \text{ Бэв/с}$		$p_k = 12 \text{ Бэв/с}$		Экспериментальные данные
	1-я гармоника	2-я гармоника 1-я гармоника	1-я гармоника	2-я гармоника 1-я гармоника	2-я гармоника 1-я гармоника
0°	1,00	0,75	1,00	0,74	0,32
50	2,50	0,63	1,49	0,70	0,23
70	1,87	0,65	1,06	0,61	0,13

Представляется, что широтный ход гармоник суточной вариации может найти естественное объяснение.

В настоящее время принято считать, что космические лучи, генерированные на Солнце, распространяясь в межпланетном пространстве, рассеиваются на хаотических магнитных полях. Естественно считать, что и частицы высоких энергий испытывают рассеяние на этих магнитных полях. Если теперь предположить, что источник, вызывающий анизотропию космических лучей, находится в среднем на достаточном расстоянии от Земли (~ 1 а. е.), то можно понять, почему суточная вариация в области малых энергий (≤ 7 Бэв) экспериментально не обнаруживается.

Так как диффузионный пробег для частиц таких энергий составляет доли астрономической единицы, то амплитуда анизотропии для них во много раз уменьшается, и вариация не наблюдается. Энергия частиц, при которой пробег их становится меньше размеров рассеивающей области, соответствует «обрезающему» импульсу в теории [1]. Можно думать, что широтный ход гармоник суточной вариации также найдет естественное объяснение, если учесть рассеяние частиц, подвергающихся суточной вариации.

Для решения этого вопроса были проведены грубые количественные оценки влияния рассеяния на спектр анизотропии и на широтный ход 1 и 2-й гармоник суточной вариации.

Поскольку для количественных оценок необходимо знать спектр вариации, было предположено, что анизотропия вызывается действием электрического поля. Качественные выводы о широтном ходе гармоник не зависят от вида спектра.

Выбор в качестве механизма вариации электрического поля связан с тем обстоятельством, что между суточной вариацией и эффектом Форбуша существует определенная связь. А как показано в [15], эффект Форбуша, по-видимому, вызван действием электрического поля.

§ 3. Метод учета рассеяния и результаты расчета широтного хода 1 и 2-й гармоник суточной вариации

Известно, что задачи о рассеянии чрезвычайно сложны и их решение, как правило, встречает большие математические трудности. Поэтому нами рассмотрена в грубом приближении упрощенная модель явления суточной вариации.

Предположим, что Земля расположена в центре сферы, на которой действует механизм, вызывающий суточную вариацию. Внутри сферы находится рассеивающая среда, из-за действия которой в центре сферы анизотропия излучения уменьшается.

Обозначим амплитуду анизотропии на поверхности сферы через a , а в центре ее — через a_0 . Тогда величина $a_0/a = l$ указывает, во сколько раз уменьшается амплитуда при рассеянии. В одномерном случае теория рассеяния дает следующую величину для l : $l = (1 + R/\lambda)^{-1}$, где R — длина рассеивающей области, а λ — диффузионный пробег (транспортный). Можно думать, что в сферическом случае характер зависимости останется тот же.

Из написанного соотношения видно, что при $\lambda \ll R$ $l \approx \lambda/R \ll 1$, а при $\lambda \gg R$ $l = 1 - R/\lambda$. Так естественно объясняется отсутствие суточной вариации в области малых энергий.

Для объяснения широтного хода 2-й гармоники суточной вариации этих качественных соображений недостаточно. Для количественных вычислений же необходимо знать индикатрису рассеяния частиц на магнитных облаках. Заметим сразу же, что при вычислениях амплитуды 2-й гармоники главную роль играют частицы, для которых изменение амплитуды анизотропии после рассеяния мало, т. е. для которых $\lambda > R$. По-

следнее условие выполняется для частиц высоких энергий, таких, которые отклоняются в магнитных облаках на небольшие углы.

Если при этом предположить, что магнитные облака обязаны своим происхождением движению турбулизованной плазмы (что вполне естественно), то наиболее близким, хотя и сравнительно грубым, приближением будет представление индикатрисы в виде кривой Гаусса:

$$f(\omega) = \frac{2}{V\pi\omega_0} e^{-\omega^2/\omega_0^2}. \quad (15)$$

Здесь ω — угол рассеяния, а ω_0 — постоянная величина.

Действительно, как известно [16], в турбулентных образованиях магнитное поле сосредоточено в основном в наименьших масштабах турбулентного движения. Отклонение траектории частицы на одном элементе турбулентности равно $\alpha \leq 300 H\lambda_0/pc$, где pc — импульс частицы в эв, H — напряженность магнитного поля, а λ_0 — наименьший масштаб турбулентности. Если на траектории частицы находится n таких элементов, то средний квадратичный угол отклонения будет равен $\omega_0 = \alpha\sqrt{n}$, а распределение по углам ω будет — гауссовым [см. (15)]. Последнее справедливо при условии $\omega_0 < 1$, т. е. при малых углах рассеяния.

Как уже выяснено выше, основную роль в расчетах играют частицы, удовлетворяющие этому условию.

Далее делается еще одно, также сравнительно грубое, приближение. Амплитуда анизотропии l вычисляется по следующей формуле:

$$l = \frac{\int_S e^{-\omega^2/\omega_0^2} L_0(\Phi, \varphi) d\Omega}{\int_S e^{-\omega^2/\omega_0^2} d\Omega}. \quad (16)$$

Здесь S — вся поверхность сферы; $d\Omega$ — элемент телесного угла; $L_0(\Phi, \varphi)$ — функция анизотропии, возникающей при действии механизма суточной вариации.

Причина неточности выражения (16) заключается в отличии функции распределения по углам от гауссовой. Однако получить точное выражение для нее довольно трудно.

Интегрирование числителя в формуле (16) велось численно, так как выражение $\omega = \omega(\Phi, \varphi)$ таково, что не позволяет найти интеграл точно. Именно:

$$\omega = \arccos [\sin \Phi \sin \Phi' + \cos \Phi \cos \Phi' \cos(\varphi - \varphi')].$$

Здесь Φ' ; φ' — угловые координаты частиц у Земли, а Φ и φ — «текущие» координаты, по которым ведется интегрирование. Из рассмотрения (16) видно, что $l = l(\omega_0, \Phi', \varphi')$.

Вычисления велись для двух функций анизотропии: $L_{01} = \cos \Phi \cos \varphi$ и $L_{02} = \cos \Phi \cos 2\varphi$. Можно показать, что при таком выборе функций анизотропии зависимость величины l от Φ' можно вынести за знак интеграла. Вычисления показали также, что широтный ход 1-й гармоники после рассеяния в пределах точности вычислений остается неизменным. Итак, можно написать:

$$l_1 = l_{10}(\omega_0, \Phi') \cos \varphi'; \quad l_2 = l_{20}(\omega_0, \Phi') \cos 2\varphi',$$

причем $l_{10} = f(\omega_0) \cos \Phi'$. Интересующая нас зависимость отношения амплитуды 2-й гармоники (за пределами магнитного поля Земли) к амплитуде 1-й гармоники от широты определяется выражением l_{20}/l_{10} . На графике представлены результаты численного интегрирования выражения (16). Числа 0° — 80° соответствуют различным значениям Φ' . Как и

следовало ожидать, на высоких широтах уже незначительное рассеяние приводит к резкому уменьшению амплитуды 2-й гармоники анизотропии. Становится ясным, что широтный ход 2-й гармоники будет существенно отличаться от широтного хода 1-й гармоники.

Для того чтобы перейти к вычислению широтного хода гармоник суточной вариации, наблюдаемой на нейтронном мониторе, с учетом действия магнитного поля по формуле (12), необходимо знать функцию $\omega_0 = \omega_0(p)$, т. е. $\lambda = \lambda(p)$. (Заметим, что теперь роль функции анизотропии $L(\Phi, \varphi)$ будет играть $l = l(\omega_0; \Phi', \varphi')$. Говоря иначе, сам характер анизотропии различен для частиц разных энергий).

Что касается зависимости диффузионного пробега от энергии в интересующей нас области — от нескольких $B\bar{э}в$ до сотен $B\bar{э}в$, — то никаких сколько-нибудь подробных экспериментальных данных на этот счет не опубликовано. Поэтому было сделано справедливое для слабого рассеяния предположение, что $\omega_0 = p_0/p$ — есть наиболее вероятный закон зависимости $\omega_0(p)$. Поскольку для нас важно лишь качественно объяснить широтный ход 2-й гармоники, то характер зависимости не так существен.

Все расчеты проведены для одного значения параметра $p_0 = 15 B\bar{э}в$, при котором широтный ход 1-й гармоники согласуется с экспериментальными данными за период МГГ [13].

Изучение зависимости свойств суточной вариации — спектра, отношения 2-й гармоники к 1-й, их широтный ход и т. п. — от параметра рассеяния представляет интересную, хотя и трудоемкую, задачу и может стать темой отдельного исследования.

Результаты расчета широтного хода амплитуд 1 и 2-й гармоник для нейтронного монитора помещены в табл. 3. Там же приведены и экспериментальные данные.

Таблица 3

Геомагнитная широта	Экспериментальные данные		Теоретические данные		Экспериментальные данные Теоретические данные	
	1-я гармоника	2-я гармоника 1-я гармоника	1-я гармоника	2-я гармоника 1-я гармоника	1-я гармоника	2-я гармоника 1-я гармоника
70°	0,22	0,16	0,23	0,16	1,04	1,00
50	0,30	0,23	0,31	0,24	1,04	1,05
0	0,25	0,32	0,25	0,32	1,00	1,00

Все расчеты нормированы по данным на экваторе. Из табл. 3 видно, что рассчитанный широтный ход 2-й гармоники хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Нам еще остается проверить, не возникает ли противоречия между выбранным нами спектром вариации (электрическое поле) и экспериментальными данными. Для выяснения этого вопроса были проведены расчеты

амплитуд 1-й гармоники суточной вариации на широте 50° для следующих приборов, охватывающих широкий диапазон энергий, к которым они чувствительны: нейтронный монитор, кубический телескоп, полукубические телескопы под землей на уровне 7; 20 и 60 м водного эквивалента (м в. э.). Результаты расчетов приведены в табл. 4. В табл. 4 приведены также экспериментальные данные по якутскому комплексу подземных приборов,

Таблица 4

	Нейтрон- ный мони- тор	Кубиче- ский те- лескоп	Уровень, м в. э.		
			7	20	60
Теоретический расчет	0,28	0,23	0,23	0,145	0,055
Экспериментальные данные (а) . .	0,28	0,36	0,25	0,14	0,04
(б) . .	0,28	0,25	0,17	0,12	0,06

опубликованные в работе [5]. В строке (а) температурная поправка введена по схеме Л. И. Дормана, в строке (б) — с учетом температурных вариаций в верхних слоях атмосферы, которую авторы [5] считают более правильной.

Теоретические вычисления нормированы по нейтронному монитору. Видно, что расчеты хорошо согласуются со всеми данными; для наблюдений на уровне 7 м в. э. согласие несколько хуже.

§ 4. Выводы и обсуждение

Итак, выдвинутая гипотеза о роли рассеяния в суточном эффекте подтверждается экспериментальными данными. Следует отметить двойную роль рассеяния в формировании суточного эффекта. Рассеяние изменяет энергетический спектр вариаций и приводит к «обрезанию» спектра со стороны малых энергий. Из этого сразу можно заключить, что спектр самого источника вариаций в сторону малых энергий возрастает быстрее, чем это следует из наблюдений на поверхности Земли — $\epsilon^{-0,5}$ [4, 5]. Поэтому естественно предположить, что суточная вариация создается действием электрического поля.

Кроме того, рассеяние приводит к уменьшению амплитуд 2-й и более высоких гармоник анизотропии, особенно резко на высоких широтах. Таким образом, становится ясным, почему амплитуда 2-й гармоники на экваторе существенно больше, чем на высоких широтах.

Экспериментальное изучение суточной вариации с помощью супермониторов, позволяющих определять суточную вариацию на каждый день, дает возможность как для более глубокого изучения природы суточной вариации, так и для определения характеристик межпланетной среды, имеющих отношение к распределению космических лучей от Солнца в межпланетном пространстве.

В заключение автор приносит глубокую благодарность Н. В. Бенюх и Б. В. Пупову за проведенную ими большую вычислительную работу.

Декабрь 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. Л. И. Д о р м а н. Вариации космических лучей. Гостехтеориздат. 1957.
2. G. O t t e r. Acta Physica Austriaca, 14, N 2, 154, 1961.
3. А. А. С т е п а н я н. Изв. Крымской астрофиз. обс., 29, 126, 1963.
4. S. P. D u g g a l, K. N a g a s h i m a, M. A. P o m e r a n t z. J. Geoph. Res., 66, N 6, 1970, 1961.

5. А. И. Кузьмин, Г. В. Скрипин, П. А. Кривошапкин, Г. Ф. Крымский. Геомagnetизм и аэрономия, 3, 830, 1963.
 6. K. Murakami, S. Kudo. J. Geomagn. a. Geoelectr., 14, N 4, 183, 1963.
 7. R. P. Kane. Nuovo Cim., 29, N 4, 826, 1963.
 8. В. И. Кудрявченко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 27, 205, 1962.
 9. U. R. Rao, K. G. McCracken, D. Venkatesan. J. Geophys. Res., 68, N 2, 345, 1963.
 10. Г. В. Скрипин. Сб. «Космические лучи», Результаты МГГ, № 4, 229, 1961.
 11. K. Nagashima, V. R. Potnis, M. A. Romerantz. Nuovo Cim., 19, N 2, 292, 1961.
 12. А. А. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 136, 1961.
 13. G. Schwachheim. J. Geophys. Res., 65, N 10, 3149, 1960.
 14. U. R. Rao, V. Sarabhai. Proc. Royal Soc., Ser. A, 263, N 1312, 101, 1961.
 15. А. А. Степанян. Канд. диссертация. КРАО — НИИЯФ, Москва, 1963.
 16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Физматгиз, 1959.
-

**ВОЗДЕЙСТВИЕ ПРОТОННЫХ
И НЕПРОТОННЫХ ВСПЫШЕК НА ИОНОСФЕРУ
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА ИОНОСФЕРНОЙ СТАНЦИИ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ АН СССР**

Ю. И. Виноградов

На основании экспериментального материала, полученного на ионосферной станции Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в 1957—1958 гг., в 22 случаях внезапных ионосферных возмущений анализируется воздействие протонных и непротонных вспышек на все области ионосферы. Показано, что принципиальных различий в воздействии рассмотренных вспышек на области F_2 , E и D ионосферы не наблюдается.

IONOSPHERIC EFFECTS OF PROTON AND NON-PROTON FLARES FROM OBSERVATIONS AT THE IONOSPHERIC STATION OF THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by Y. I. Vinogradov.— The influence of proton and non-proton flares on all the ionospheric regions has been studied in 22 cases of SID using the experimental data obtained at the ionospheric station of the Crimean Astrophysical Observatory during 1957 — 1958. It is shown that principle differences in the influence of the studied flares on the F_2 , E and D ionospheric regions are not observed.

Значительное число интенсивных хромосферных вспышек на Солнце сопровождается генерацией высокоэнергичных протонов, они получили название «протонные» вспышки [1—3].

Обнаружено [2, 3], что отличительным признаком протонных вспышек является всплеск радиоизлучения IV типа и осаждение высокоэнергичных частиц в ионосферу в высоких геомагнитных широтах.

Воздействие протонных вспышек на слой D ионосферы рассматривалось в [2]. Авторами использовались данные о минимальных частотах отражения ($f_{\min}$), полученные на мировой сети ионосферных станций.

Представляется интересным рассмотреть влияние протонных вспышек на все области ионосферы (слои F_2 , E и D) и выяснить вопрос о том, существует ли резкое различие в воздействии на ионосферу от протонных и обычных, непротонных, вспышек, основываясь на материале, полученном на одной ионосферной станции, так как это дает возможность сравнивать эффекты вспышек, регистрируемые аппаратурой с постоянными параметрами, т. е. использовать однородный материал.

Непротонными вспышками считались те, которые не сопровождалась радиоизлучением IV типа [1, 2]. Просмотр данных по минимальным частотам отражений, полученных на ионосферных станциях, расположенных в Северной и Южной полярных шапках, показал, что после этих вспышек не наблюдается также осаждения высокоэнергичных частиц в ионосферу в высоких геомагнитных широтах.

Нами анализируется воздействие протонных и непротонных вспышек на ионосферу в период 1957—1958 гг.

Данные о протонных вспышках были взяты из работы [1]. Из всех протонных вспышек различных интенсивностей, наблюдавшихся в рассматриваемый интервал времени, отбирались лишь те, которые наблюдались в светлое время суток и в течение которых на ионосферной станции обсерватории были получены надежные данные о параметрах ионосферы.

Данные о непротонных вспышках были взяты из [4] на основании уверенных эффектов по f_{min} , полученных по высотно-частотным характеристикам на ионосферной станции обсерватории [5]. Уверенными эффектами считались такие аномалии (внезапные возрастания), которые были явно выражены на фоне общего хода и характеризовались быстрым развитием и медленным угасанием релаксационного характера.

Для того чтобы установить возможные различия в воздействии на ионосферу протонных и непротонных вспышек, был проведен качественный анализ исследуемого материала, т. е. определялись отклонения критических частот различных слоев ионосферы от суточного хода. Значения критических частот слоев ионосферы в большинстве случаев снимались через 15 мин, а иногда через 5 мин или непрерывно.

Таким методом было проведено сопоставление протонных и непротонных вспышек и соответствующих ионосферных эффектов для 22 случаев внезапных ионосферных возмущений (см. табл. 1).

Таблица 1

Дата	Время наблюдения (московское)			Балл	Координаты	
	начало	максимальное	конечное		φ	λ
Протонные вспышки						
30.VI 1957	12 ^h 24 ^m	—	16 ^h 00 ^m	2 ⁺	N 09	W 03
03.VII	10 12	10 ^h 45 ^m	14 45	3 ⁺	N 34	W 40
28.VIII	11 41 E	12 25	17 04	3	S 21	E 33
31.VIII	15 57	16 12	17 55 Д	3	N 25	W 02
02.IX	16 13	16 16	17 10 Д	2 ⁺	S 34	W 36
03.IX	17 12	17 28	20 27	3	N 23	W 30
21.IX	16 30	16 35	18 10	3	N 10	W 06
24.XI	11 48	12 11	15 02 Д	3	S 14	E 37
23.III 1958	12 47	13 05	17 45	3 ⁺	S 14	E 78
22.VIII	17 28	17 50	20 17	3	N 18	W 10
19.X	09 58	10 25	11 20	2 ⁺	S 17	W 35
Непротонные вспышки						
09.VII 1957	13 ^h 06 ^m E	—	14 ^h 20 ^m	1 ⁺	S 30	W 52
14.VII	09 49 E	—	11 17Д	1 ⁺	S 33	E 06
07.IX	11 10	—	12 25Д	1 ⁺	N 10	E 50
16.X	12 38 E	—	13 25Д	1 ⁺	S 14	W 21
17.X	14 40 E	—	15 10Д	2	S 23	E 04
11.XI	09 24 E	09 ^h 29 ^m	09 49Д	1 ⁺	S 26	E 49
05.V 1958	11 56	12 15	12 50Д	2	S 16	W 25
11.VI	16 06	16 10	17 17	1 ⁺	N 43	W 21
19.VI	12 40	13 10	15 10	3	N 14	W 21
13.VIII	15 05	15 20	16 37	2	S 14	W 18
18.IX	10 28	11 30	12 38	3	S 11	W 53

1. Область F_2 ионосферы

Известны случаи, например 19. VII 1949 г. и 23. II 1956 г., когда мощные хромосферные вспышки вызвали эффекты в слое F_2 ионосферы [6].

Кнехт и Девис сообщили о протонных вспышках 12. XI и 15. XI 1960 г., которые дали эффект в области F_2 ионосферы [7]. Все указанные вспышки сопровождались увеличением интенсивности космических лучей на уровне моря. Ими же высказано предположение о том, что эффекты в слое F_2 ионосферы обусловлены не увеличением космической радиации, а фотонной радиацией самой вспышки.

И. Н. Одинцова [8] сообщает еще о пяти случаях обнаружения эффекта в слое F_2 ионосферы. Следует отметить, что все указанные случаи повышения ионизации в слое F_2 происходили во время вспышек различных баллов.

Следовательно, можно было ожидать появления эффектов в слое F_2 ионосферы и от рассматриваемых протонных и непротонных вспышек различных интенсивностей.

Однако Н. А. Савич [9], рассматривая эффекты 374 хромосферных вспышек различных интенсивностей, не обнаружил ни одного эффекта в области F_2 ионосферы. Учитывая уровень собственных флуктуаций для слоя F_2 ионосферы, равный 10—15 %, он делает вывод о том, что колебания критических частот слоя F_2 во время хромосферных вспышек независимо от их интенсивностей, не обусловлены воздействием вспышек.

Для выяснения поведения слоя F_2 ионосферы во время протонных и непротонных вспышек различных интенсивностей были построены графики изменения критических частот этого слоя ионосферы для всех исследуемых случаев.

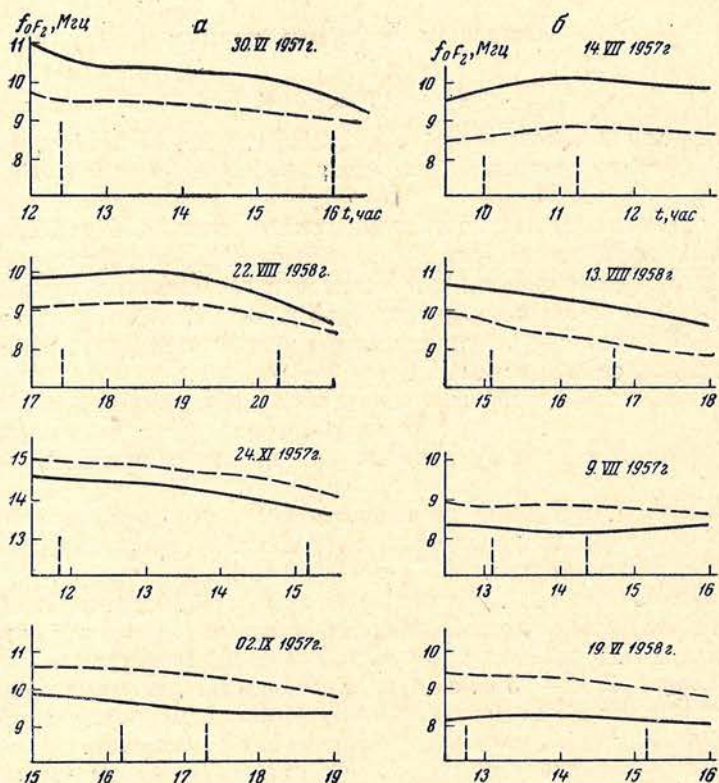
На фиг. 1 в качестве примера приведены графики, на которых отложен ход критических частот слоя F_2 ионосферы (сплошная кривая) для восьми вспышек, из которых четыре протонные и четыре непротонные. На этих же графиках нанесен усредненный ход критических частот слоя F_2 за контрольные дни (пунктир). За контрольные дни брались три дня до и три дня после вспышки. Моменты начала и конца вспышек отмечены вертикальными штриховыми линиями.

Рассмотрение графиков показывает, что во время и протонных, и непротонных вспышек наблюдаемые отклонения критических частот слоя F_2 ионосферы бывают как положительными, так и отрицательными относительно усредненного значения суточного хода по контрольным дням. Остальные графики не приводятся, так как при их анализе были получены аналогичные результаты.

При рассмотрении критических частот слоя F_2 ионосферы можно отметить, что во время вспышек заметного увеличения критических частот относительно суточного хода не наблюдается.

Из анализа всех графиков вытекает, что ни одна из рассматриваемых протонных и непротонных вспышек различных интенсивностей не сопровождается заметным увеличением радиации, активной для слоя F_2 ионосферы. Однако следует отметить, что метод обнаружения эффектов в F_2 -области путем регистрации критических частот является недостаточно чувствительным.

Как показали измерения, проведенные с помощью спутников [10], замечено увеличение радиации, активной для F_2 -области ионосферы во время вспышки 13. III 1962 г., не выделяющейся среди других вспышек ни заметным возрастанием интенсивности, ни потоком частиц высоких энергий.



Фиг. 1. Графики хода критических частот слоя F_2 во время вспышек (сплошные кривые) и усредненного хода критических частот F_2 по контрольным дням (штриховые кривые)

a — протонные вспышки; b — непротонные вспышки

2. Область E ионосферы

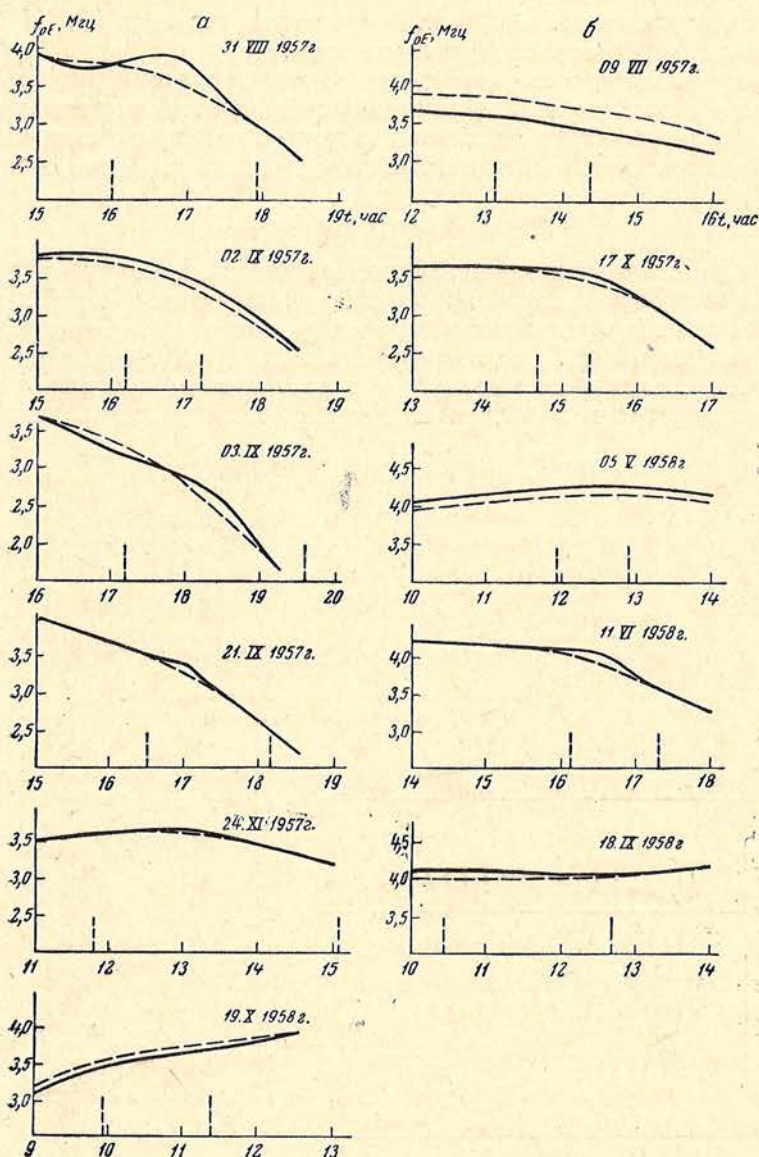
Для анализа поведения слоя E ионосферы во время протонных и непротонных вспышек было проведено сравнение высотно-частотных характеристик, полученных во время рассматриваемых вспышек и за контрольные дни. За контрольные дни брались три дня до и три дня после вспышек.

Из рассматриваемых вспышек в 10 случаях невозможно было определить их воздействие на E -слой ионосферы ввиду полного поглощения отражений от E -слоя или вследствие экранировки нижележащим спорадическим слоем (от четырех протонных и шести непротонных вспышек).

Во время протонной вспышки 22.VIII 1958 г. наблюдавшееся изменение электронной концентрации E -слоя подробно описано в [11] и поэтому не рассматривается нами.

На фиг. 2 представлены использованные для анализа графики. По оси ординат отложены значения критических частот E -слоя для дней вспышек (сплошная кривая) и усредненный суточный ход критических частот слоя E , вычисленный по контрольным дням (пунктир). Вертикальными штриховыми линиями отмечены моменты начала и конца вспышек.

Рассмотрение графиков показывает, что во время четырех протонных (31.VIII, 03.IX, 21.IX и 24.XI 1957 г.) и двух непротонных вспышек (17.X 1957 г. и 11.VI 1958 г.) заметны возрастания и последующий спад критических частот E -слоя над усредненным суточным ходом. Однако во время вспышки 24.XI 1957 г. наблюдается очень незначительное возрастание критической частоты, поэтому этот эффект вызывает большое сомнение.



Фиг. 2. Графики хода критических частот слоя E во время вспышек (сплошные кривые) и усредненного хода критических частот слоя E по контрольным дням (штриховые)

a — протонные вспышки; b — непотонные вспышки

Наблюдаемые возрастания электронной плотности, возможно, вызваны тем, что эти вспышки были на заходе Солнца, и из-за увеличения оптической толщи ионизирующее излучение вспышек поглотилось на высотах E -слоя. Однако это возрастание электронной концентрации может быть вызвано и достаточно интенсивной длинноволновой радиацией вспышек. Окончательное решение можно будет принять после анализа большего экспериментального материала.

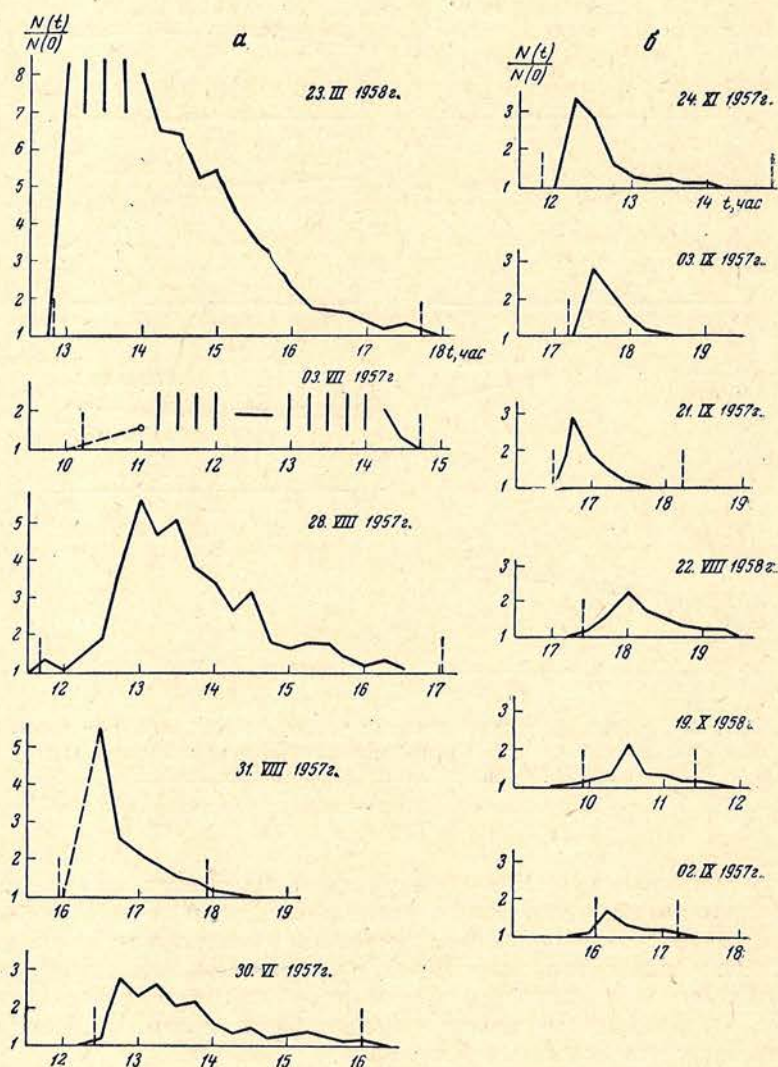
В остальных случаях (см. фиг. 2) наблюдаемые отклонения критических частот E -слоя бывают как положительными (протонная вспышка 02.IX 1957 г., непотонная вспышка 05.V 1958 г.), так и отрицательными

(протонная вспышка 19.X 1958 г., непротонная вспышка 09.VII 1957 г.) относительно усредненного суточного хода.

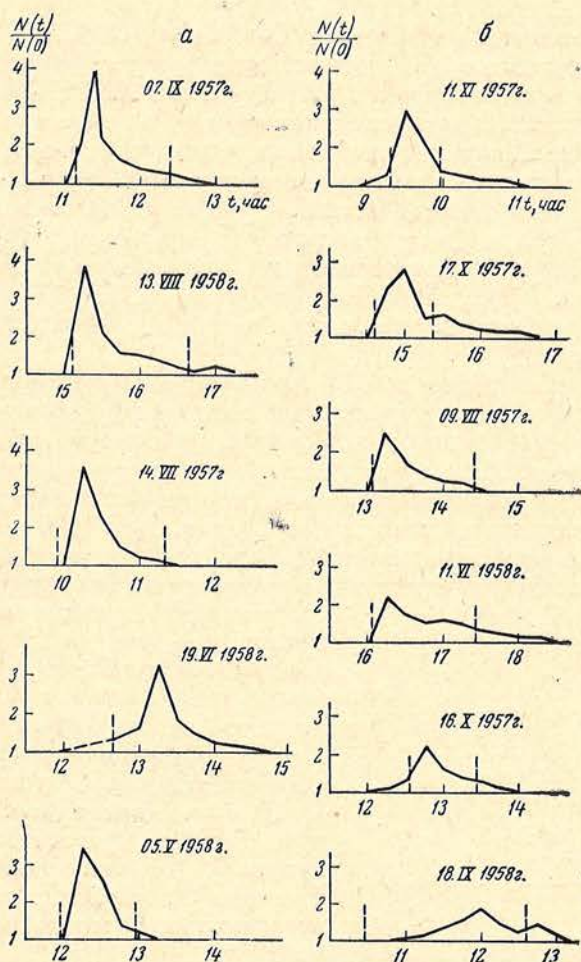
Из анализа всего экспериментального материала следует, что в воздействии на E -слой ионосферы протонных и непротонных вспышек принципиальных различий не наблюдается, причем как протонные, так и непротонные вспышки не всегда вызывают эффекты в E -слое ионосферы.

3. Область D ионосферы

Во время некоторых хромосферных вспышек на Солнце происходят внезапные возмущения состояния ионосферы, влекущие за собой возрастание поглощения (при сильных вспышках до полного исчезновения) отраженных радиосигналов. Это возрастание поглощения радиоволн во время вспышек объясняется значительным увеличением ионизации в области D ионосферы от воздействия рентгеновского излучения вспышек [12].



Фиг. 3. Графики относительного изменения электронной концентрации во время протонных вспышек.



Фиг. 4. Графики относительного изменения электронной концентрации во время непротонных вспышек

Одним из методов измерения поглощения является метод регистрации минимальных частот отражений [13]. Зная временной ход $f_{\min}$ в течение вспышки, можно оценить относительное изменение электронной концентрации D -области в этот период [13] по формуле

$$\frac{N(t)}{N(0)} = \frac{[f_{\min}(t) + f_L]^2}{[f_{\min}(0) + f_L]^2} \quad (1)$$

где $f_{\min}(t)$ — значение минимальной частоты отражения во время вспышки; $f_{\min}(0)$ — усредненное значение минимальной частоты отражения по контрольным дням; $f_L \simeq 1,5$ МГц — гирочастота.

Это соотношение было использовано при обработке экспериментальных данных, полученных во время исследуемых протонных и непротонных вспышек.

На фиг. 3 приводятся графики относительного изменения электронной концентрации во время протонных вспышек, вычисленные по формуле (1). Вертикальными штриховыми линиями отмечено время начала и конца вспышек в линии H_α .

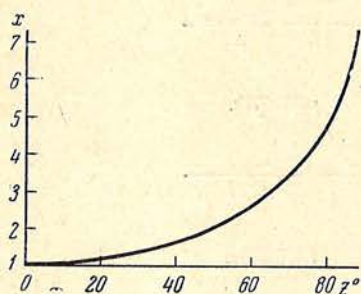
Как видно из приведенных графиков, есть вспышки, вызвавшие мощные (увеличение поглощения отраженных радиосигналов вплоть до пол-

ного его исчезновения) эффекты в D -области (03.VII 1957 г. и 23.III 1958 г.), но, с другой стороны, есть вспышки, давшие умеренные (28.VIII и 31.VIII 1957 г.) и слабые эффекты (02.IX 1957 г. и 19.X 1958 г.). Отсюда следует, что в воздействии на D -слой ионосферы протонных вспышек наблюдается постепенный переход от сильных эффектов к умеренным и слабым.

На фиг. 4 приведены графики изменения $N(t)/N(0)$ в D -области ионосферы во время непотонных вспышек, рассчитанные по той же формуле.

Сравнивая фиг. 3 и 4, можно видеть, что амплитуды эффектов сравнимы для протонных и непотонных вспышек, вызвавших умеренные и слабые эффекты. Эффекты 03.VII 1957 г. и 23.III 1958 г. существенно больше, но надо отметить, что эти протонные вспышки были необычайно мощными (балла 3⁺).

Рассматриваемые эффекты в D -области ионосферы имели место в разное время суток, т. е. при различных зенитных расстояниях Солнца z . Как следует из [14], амплитуда эффектов в D -слое зависит от зенитного расстояния Солнца. Поэтому для более тщательного анализа необходимо привести эффекты от рассматриваемых протонных и непотонных вспышек к одному зенитному расстоянию Солнца. Для этой цели по данным мировой сети ионосферных станций были рассчитаны значения относительного изменения электронной концентрации в максимуме эффекта для



Фиг. 5. График относительного изменения электронной концентрации в максимуме эффекта в зависимости от зенитного расстояния Солнца

12 вспышек, причем от каждой из вспышек эффект наблюдался на 10—15 ионосферных станциях. На основе этих данных была построена усредненная кривая изменения $N(t)/N(0)$ в максимуме эффекта в зависимости от зенитного расстояния Солнца.

На фиг. 5 приводится вспомогательный график, рассчитанный данным методом. По оси ординат отложена величина x , равная отношению относительных электронных концентраций, т. е.

$$\frac{N(t)_{\max}/N(0)_{z=0}}{N(t)_{\max}/N(0)_z},$$

а по оси абсцисс отложены значения z .

С помощью этого графика амплитуды эффектов рассматриваемых вспышек были приведены к одному зенитному расстоянию Солнца $z=0^\circ$. Полученные результаты приводятся в табл. 2.

В табл. 2 вспышки расположены в порядке убывания изменения относительной электронной концентрации $N(t)/N(0)$ в максимуме эффекта. Причем наибольшее значение $N(t)/N(0)$ от непотонной вспышки совмещено с наибольшим, экспериментально определенным численным значением $N(t)/N(0)$ от протонной вспышки.

Из табл. 2 следует, что величине $N(t)/N(0)$ для протонной вспышки можно подобрать соизмеримое значение амплитуды в максимуме эффекта для непотонной вспышки. Сравнивая фиг. 3 и 4 и результаты табл. 2 (столбцы 4 и 5), можно видеть, что амплитуды эффектов у протонных вспышек в среднем несколько больше, чем у непотонных. Такое различие можно объяснить зависимостью величины эффекта от балла вспышки, так как ионосферные эффекты хромосферных вспышек значительно возрастают по мере увеличения их баллов [15]. Рассматриваемые протонные вспышки (см. табл. 2, третий столбец) высоких баллов, а непотонные вспышки (см. табл. 2, шестой столбец) в своем большинстве балла 1⁺ или 2. Следовательно, резкой границы между протонными

Таблица 2

Протонные вспышки				Непротонные вспышки			
дата	z , град	балл	$\frac{N(t)_{\max}}{N(0)_{z=0}}$	$\frac{N(t)_{\max}}{N(0)_{z=0}}$	балл	z , град	дата
23.III 1958	—	3 ⁺	Поглощение	—	—	—	—
03.VII 1957	—	3 ⁺	»	—	—	—	—
31.VIII	60	3	14,3	14,5	1 ⁺	81	11.XI 1957
24.XI	68,5	3	11,3	7,6	2	60,5	17.X
03.IX	68,5	3	9,2	7,2	1 ⁺	43	07.IX
22.VIII 1958	74	3	8,8	7,0	2	44,5	13.VIII 1958
21.IX 1957	67	3	8,7	5,8	1 ⁺	36,5	14.VII 1957
28.VIII	35	3	8,4	5,1	1 ⁺	54	16.X
19.X 1958	63	2 ⁺	6,1	4,8	2	30,5	05.V 1958
02.IX 1957	57,5	2 ⁺	4,2	4,3	1 ⁺	47	11.VI
30.VI	22	2 ⁺	3,45	4,2	3	22,5	19.VI
—	—	—	—	3,5	3	44	18.IX
—	—	—	—	3,2	1 ⁺	23,5	09.VII 1957

и непротонными вспышками по воздействию на D -область ионосферы не наблюдается. Таким образом, на основании полученных результатов можно прийти к заключению о том, что по своему воздействию на области F_2 , E и D ионосферы протонные и непротонные вспышки принципиально не отличаются.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить Ю. И. Нешпора и А. С. Дворяшина за постоянное внимание и ценные указания в процессе работы.

10 декабря 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 1961.
2. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Астрон. ж., 39, № 3, 1962.
3. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 28, 1962.
4. H. W. Dodson a. E. R. Hedeman. I. G. Y. Solar Activity Report Series, N 12, 1960; N 15, 1961.
5. Н. А. Савич, А. Н. Абраменко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 17, 1957.
6. A. H. Shapley a. R. W. Knecht. Inst. Rad. Eng. Trans. A. P., 5, 326, 1957.
7. R. W. Knecht a. K. Davies. Nature, 190, N 4778, 1961.
8. И. Н. Одицова. Геомагнетизм и аэронавтика, 4, 1963.
9. Н. А. Савич. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 1958.
10. W. E. Behring, W. M. Neupert, I. C. Sindsay. Space Research, III. Proc. 3rd International Space Science Symposium. Washington, 1962.
11. Б. М. Владимировский, А. С. Дворяшин и др. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 1961.
12. И. С. Шкловский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 4, 1949.
13. E. V. Appleton. J. Atm. Terr. Physics, 3, № 5, 282, 1953.
14. Я. Л. Альперт. Распространение радиоволн и ионосфера. Изд-во АН СССР. 1960.
15. Н. Н. Ерюшев, Ю. И. Нешпор. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 1958.

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА СОЛНЕЧНЫХ ШУМОВЫХ БУРЬ
НА ВОЛНЕ 1,5 м*Л. И. Юровская*

Рассмотрены 10 шумовых бурь, их продолжительности, изменения медианного потока и всплесков, указаны группы пятен, с которыми можно связать рассматриваемые шумовые бури.

Подсчитаны величины диаграмм направленности для медианного потока и для всплесков при учете поглощения и рефракции, а также при наличии неоднородностей в короне.

Показано, что диаграммы направленности для всплесков в 1,5—2 раза шире, чем для медианного потока.

SOME PROPERTIES OF SOLAR NOISE STORMS AT 1,5 M, by *L. I. Yurovskaya*.— Ten noise storms have been studied. Their duration, variations of the median flux and bursts and the spot groups which can be connected with them are considered.

The directivity diagrams for the median flux and bursts are determined taking into account absorption, refraction and the presence of nonuniformities in the corona. It is shown that the directivity diagrams are broader for bursts than for meridian fluxes by a factor of 1,5—2.

Введение

Шумовые бури известны со времени первых наблюдений радиоизлучения Солнца. К настоящему времени различными исследователями собран большой материал наблюдений, тем не менее природа этого проявления солнечной активности до сих пор остается неясной. Известно много работ, в которых проводятся исследования как отдельных компонент шумовой бури, так и всего излучения в целом. Так, в работах [1, 2] проведено исследование тонкой структуры шумовых бурь, так называемых «пичков», в работах [3—6], в которых используются интерференционные и поляризационные наблюдения, изучены источники шумовых бурь.

Шумовые бури имеют продолжительность от нескольких часов до нескольких дней; их интенсивность, как правило, постепенно нарастает до максимума, а затем плавно спадает. Такой ход интенсивности можно объяснить направленностью источника радиоизлучения, а также поглощением радиоизлучения солнечной короной на пути распространения от источника к Земле. Относительно величины угла направленности существуют различные мнения. В [7] направленность считается узкой, с углом в 10° . Группа исследователей [8] считает, что направленность центров радиоизлучения можно принять приблизительно 60° по половинной мощности. Более широкая направленность найдена в [9] для

амплитуд всплесков шумовой бури. В [10] для радиоцентров со слабым излучением (поток меньше $2 \cdot 10^{-21}$ *вт/м²·гц*) показано, что излучение уменьшается на половину, когда долгота центра радиоэмиссии на Солнце меняется от нуля градусов до 40° .

Все эти данные несколько разноречивы и применимы лишь к определенным группам источников радиоизлучения. Ниже (разд. 2) приводится общий анализ направленности шумовых бурь на волне 1,5 м.

1. Общая характеристика шумовых бурь

Данные наблюдений, приведенные в этой статье, были получены в Крымской астрофизической обсерватории в период с января по октябрь 1958 г. на радиотелескопе с $\lambda = 1,5$ м. Антенна радиотелескопа состояла из 32 синфазных вибраторов и имела диаграмму направленности $8^\circ \times 11^\circ$ по половинной мощности [11]. За указанный период было записано 10 шумовых бурь, которым мы присвоили номера от 1 до 10.

Эти шумовые бури оказалось возможным отождествить с большими группами солнечных пятен. Для этого были использованы данные о положении радиоисточников на диске Солнца из [12]. Группы солнечных пятен определялись по картам института Фраунгофера и по картам из [13]. При отождествлении считалось, что в момент прохождения центрального меридиана источник радиоизлучения находится примерно над оптическим пятном.

Шумовая буря № 1 началась после 13 час (время московское) 12 января 1958 г. Началом бури мы считаем тот момент, когда появляются отдельные всплески в количестве 5—10 в час с амплитудой порядка среднего уровня излучения Солнца. Данная шумовая буря продолжалась до 22 января 1958 г. Окончанием бури мы считаем полное отсутствие всплесков и возвращение медианного потока к тому значению, которое наблюдалось перед бурей. По сопоставлению оптических и радиоданных эту шумовую бурю можно, очевидно, связать с группой пятен № 26. Во всех случаях нумерация групп пятен берется по [13]. Эта группа пятен наблюдалась на диске с 11 по 22 января 1958 г. и проходила через центральный меридиан 17 января.

Шумовая буря № 2 продолжалась с 24 по 31 января 1958 г. Эту шумовую бурю можно связать с группой пятен № 54, которая наблюдалась на диске с 25 января по 3 февраля и проходила центральный меридиан 28 января.

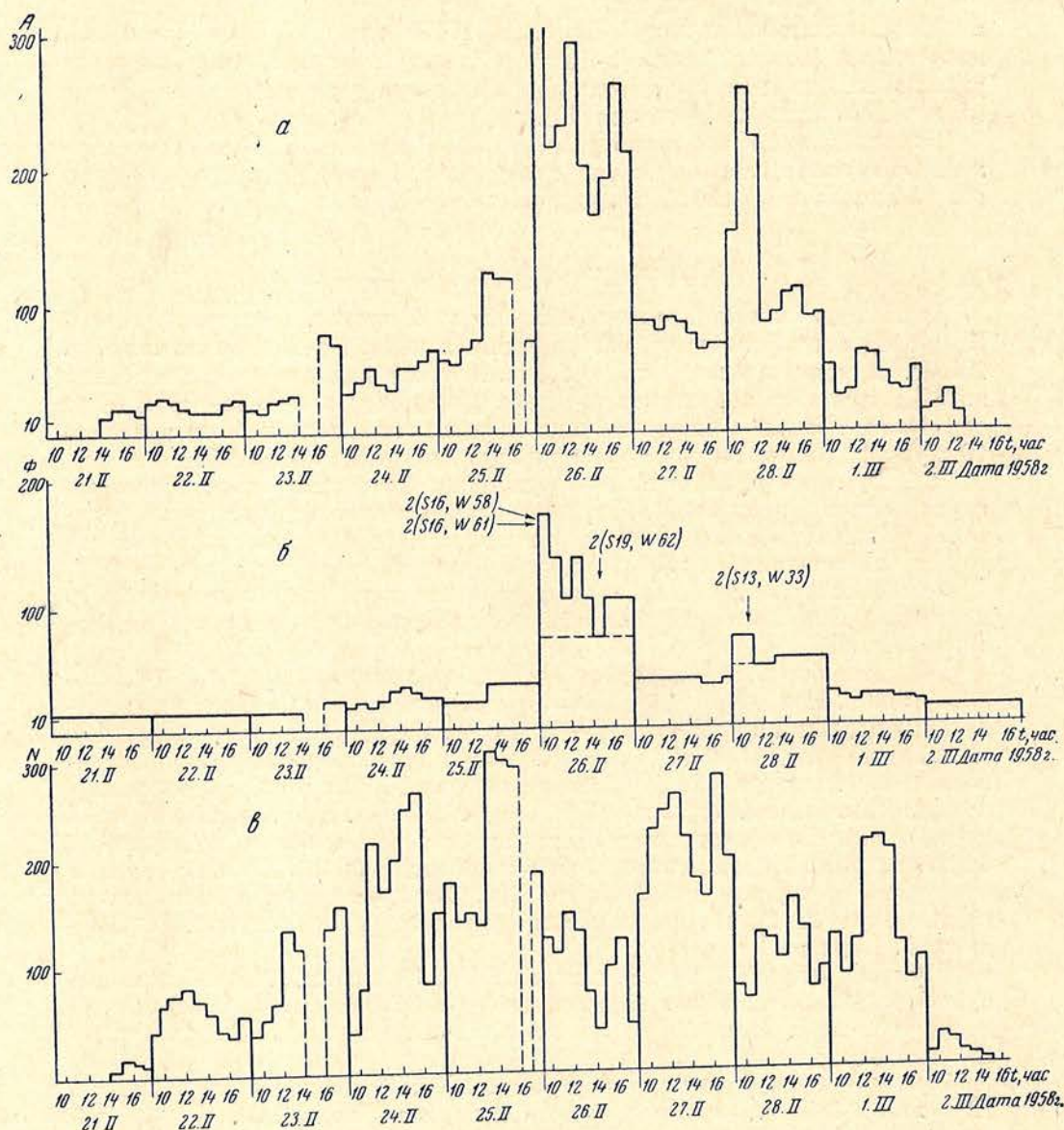
Шумовая буря № 3 была зарегистрирована в период с 4 февраля по 12 февраля 1958 г., ее можно отнести к группе пятен № 63.

Шумовая буря № 4 началась 21 февраля и продолжалась по 2 марта 1958 г. Эту бурю можно связать с группой пятен № 102.

Шумовые бури № 5, 6, 7 представляют собой смешанные случаи, когда на диске Солнца одновременно присутствовало несколько источников радиоизлучения, излучения которых при нашем способе регистрации не представляется возможным разделить. Таково же положение с шумовой бурей № 10.

Шумовая буря № 8 длилась с 28 апреля по 10 мая 1958 г., максимум бури приходится на 1—3 мая. Ее можно связать с группой пятен № 213, проходившей центральный меридиан 1 мая 1958 г. Шумовая буря № 9 продолжалась с 26 июня по 8 июля 1958 г., ее максимум был 5 июля. Эту шумовую бурю можно, по-видимому, связать с группой № 10 (нумерация по [12]), которая была 5 июля вблизи центрального меридиана.

На фиг. 1 для шумовой бури № 4 изображены: ход амплитуды всплесков (а), ход медианного потока (б) и ход числа всплесков (в). Каждое значение потока представляет собой медианное значение за 1 час; по оси абсцисс отложены дата и время наблюдений (время московское); по оси



Фиг. 1. Ход шумовой бури № 4

а — максимальная амплитуда всплесков; б — медианный поток; в — количество всплесков

ординат: для всплесков — количество всплесков в час, для амплитуд и медианного потока — единицы 10^{-22} $\text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}$. Такие же графики были построены для всех десяти шумовых бурь.

Из рассмотрения этих графиков можно сделать следующие выводы.

1. Длительность продолжительных шумовых бурь составляет в среднем 7—10 дней.

2. Максимальные величины медианного потока или излучения фона для различных бурь различны. В рассматриваемых случаях в момент максимума бури медианный поток достигал 3—15 значений потока, который был зарегистрирован до начала бури.

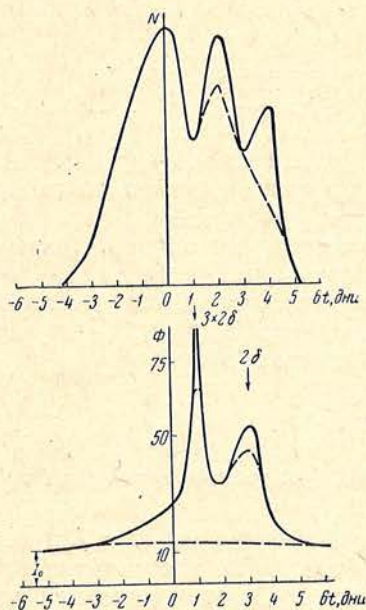
3. Максимальная амплитуда всплесков в период шумовой бури наблюдается в тот момент, когда активная область находится в районе цен-

трального меридиана. Величина амплитуды колеблется для различных бурь в пределах 7—30 уровней спокойного Солнца над повышенным медианным потоком; если же считать от нулевого уровня, — то в пределах 10—40 уровней спокойного Солнца.

2. Исследование направленности шумовых бурь

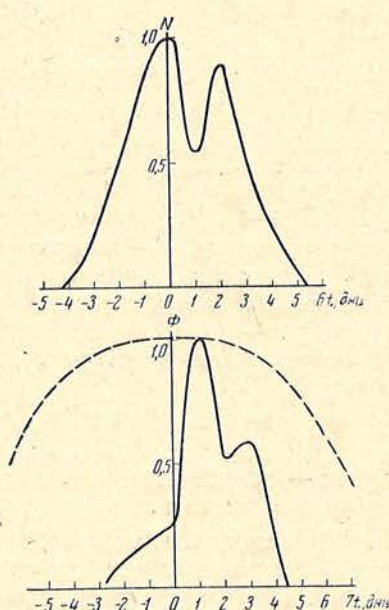
Для выяснения направленности шумовых бурь было подсчитано влияние поглощения в короне на интенсивность излучения радиоисточников. Эти подсчеты были выполнены отдельно для медианного потока и для всплесков. Отдельное рассмотрение излучения фона и всплесков вызвано тем, что, как это видно из фиг. 1, повышенное излучение фона наблюдается только вблизи центрального меридиана, в то время как источник всплесков может наблюдаться даже тогда, когда связанное с ним оптическое образование уже (или еще) находится за лимбом.

Для удобства сопоставления данных наблюдений с расчетными данными было проведено усреднение медианного потока и числа всплесков по дням. Эти графики для шумовой бури № 4 показаны на фиг. 2. Ввиду того, что наши данные представляют собой запись радиоизлучения, исходящего со всего диска Солнца, в некоторых случаях на запись шумовой бури накладываются эффекты, сопровождающие большие хромосферные вспышки — балла 2 и выше. Некоторые из них, соответствующие всплескам второго и четвертого типов, оказалось возможным исключить. Для этого по данным [12] и списку вспышек Додсон [14] были выбраны все вспышки выше балла 2, которые происходили в дни шумовых бурь. На



Фиг. 2. Усредненные по дням графики числа всплесков (вверху) и медианного потока (внизу)

По оси ординат отложены соответственно число всплесков и поток в единицах $10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$, по оси абсцисс — дни (0 соответствует прохождению радиоисточника через центральный меридиан), стрелками отмечены вспышки, рядом указан их балл



Фиг. 3. Усредненные по дням нормализованные графики числа всплесков (вверху) и медианного потока (внизу). Эффекты вспышек исключены

По оси абсцисс отложены дни (0 — соответствует прохождению радиоисточника через центральный меридиан); пунктирная кривая — кривая поглощения при $r_0 = 0,15 R_{\odot}$

фиг. 1 и 2 они условно обозначены стрелками; на фиг. 1, кроме балла, указаны координаты вспышек. Если вспышка сопровождалась заметным эффектом на 1,5 м, то на фиг. 1 этот эффект выглядит как резкий подъем медианного потока и всплесков в течение 2—3 час после вспышки. Такие резкие скачки в дальнейшем исключались (показано на фиг. 1, б пунктиром). По этим же причинам появляются экстремумы и на фиг. 2. Как правило, все максимумы на графиках фиг. 2 вызваны большими вспышками. После исключения эффектов вспышек получились графики, изображенные на фиг. 2 пунктиром. Для удобства рассмотрения эти кривые были нормализованы, т. е. построены кривые

$$I_i - I_0/I_{\max} - I_0,$$

где I_i — значение i -й координаты; I_0 — постоянная составляющая, соответствующая спокойному фону (показана на фиг. 2 пунктиром); $I_{\max}$ — максимальная ордината.

Для всплесков величина I_0 равна нулю, так как до начала шумовой бури всплески отсутствуют. Таким образом были получены кривые, изображенные на фиг. 3. Как видно из фиг. 3, на графике всплесков имеется минимум. Он связан с тем, что в этот день был очень высокий уровень излучения фона. Это явление всегда приводит к необходимости использовать низкую чувствительность аппаратуры, из-за чего всплески малой амплитуды трудно выделить из общего фона. Кривые фиг. 3 отражают то излучение источников шумовой бури, которое достигает Земли. На этом пути часть радиоизлучения поглощается солнечной короной. Учет этого поглощения был проведен по методу, изложенному в [15]. Для этого была подсчитана оптическая толщина τ_ν с учетом рефракции по формуле из [16]:

$$\tau_\nu = \psi(\nu, T_e) 2 \int_{r_0}^{\infty} \frac{N_e^2(r) dr}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{r_0^2 n^2}}},$$

где $\psi(\nu, T_e)$ — функция, определяемая только частотой ν (в нашем случае 200 МГц) и температурой короны T_e , которая принималась равной 10^6 градусов; N_e — электронная концентрация, которая была рассчитана по модели Баумбаха; r_0 — высота источника над фотосферой. Выражение, стоящее под корнем, учитывает рефракцию лучей в солнечной короне; r — расстояние рассматриваемой точки (источника) от центрального меридиана; r — расстояние источника от центра Солнца; n — показатель преломления среды, который можно представить в виде

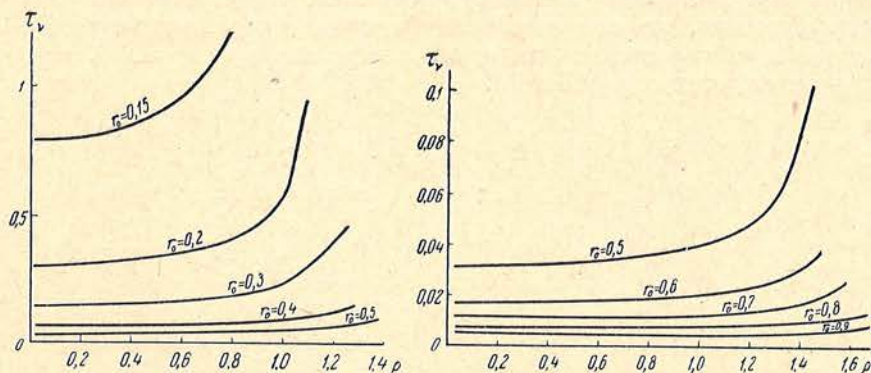
$$n^2 = 1 - \frac{4\pi e^2 N_e}{m\omega},$$

где e и m — заряд и масса электрона; N_e — электронная концентрация; ω — круговая частота.

По этим формулам было получено семейство кривых $\tau_\nu = f(r)$ при различных постоянных значениях r_0 , на которых наблюдаются центры радиоизлучения. Результаты приведены на фиг. 4. По этим данным были построены кривые поглощения $e^{-\tau_\nu}$. На фиг. 3 нанесена пунктиром кривая поглощения при $r_0 = 0,15 R_\odot$.

При сопоставлении данных фиг. 3 с кривыми поглощения оказалось, что, для того чтобы полученные данные наблюдений можно было объяснить только поглощением в короне, нужно принять высоту источника равной $0,01 R_\odot$ над фотосферой, что противоречит наблюдениям. Рядом авторов [4—7] отмечено, что источники радиоизлучения метровых волн находятся на высотах $0,15$ — $1,0 R_\odot$ над фотосферой. Следовательно, получаемый из наблюдений ход интенсивности шумовой бури объяснить только одним поглощением нельзя. Однако следует отметить, что приведен-

ный выше расчет предполагает сферическую однородную корону. В последнее время появились работы, в которых говорится о том, что корона не является однородной, а состоит из отдельных лучей, потоков и т. д. [17, 18]. Тогда электронная концентрация вдоль луча зрения будет изменяться неравномерно, что существенно изменит поглощение, а также рефракцию, и в конечном счете τ_v будет другим. В [16] проведена оценка степени неоднородности путем замены квадрата средней N_e на средний квадрат N_e . Тогда степень неоднородности короны условно будет характеризоваться величиной $x = \overline{N_e^2} / (\overline{N_e})^2$.



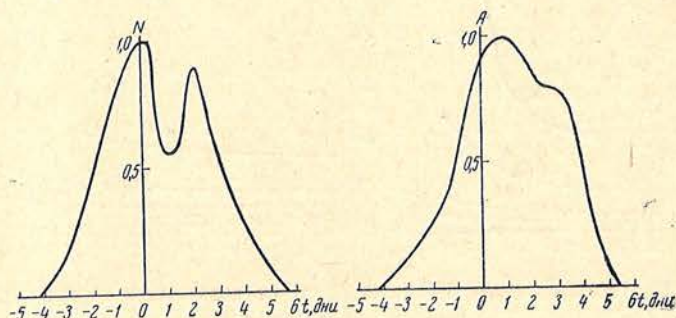
Фиг. 4. Зависимость оптической толщины τ_v от расстояния от центрального меридиана ρ для $\lambda = 1,5$ м.

Для учета влияния неоднородностей на поглощение радиоволн в солнечной короне были рассчитаны τ_v для случаев $x = 5$ и $x = 10$. Сопоставление кривых поглощения, полученных при этих значениях, с данными наблюдений показало, что и в этом случае наивысшая высота остается очень малой (0,1—0,15 $R_\odot$) над уровнем фотосферы. Следовательно, можно сделать вывод, что полученное из наблюдений изменение медианного потока в ходе шумовой бури в предположении ненаправленного излучения источника объяснить только поглощением в короне, даже с учетом неоднородностей, нельзя. Отсюда следует, что радиоисточник обладает направленностью излучения. Было проведено определение диаграммы направленности по всплескам и по медианному потоку. По графикам фиг. 3, а также кривым поглощения для различных x и r_0 , было получено, что истинная диаграмма направленности источника радиоизлучения на 1,5 м за счет поглощения в короне сужается.

Таблица 1

№ шумовой бури	$r_0 = 0,15$			$r_0 = 0,20$			$r_0 = 0,50$		
	$x = 1$	$x = 5$	$x = 10$	$x = 1$	$x = 5$	$x = 10$	$x = 1$	$x = 5$	$x = 10$
1	54	67	—	54	57	62	54	54	54
2	36	41	—	38	38	39	36	36	36
3	38	42	—	39	39	41	38	38	38
4	42	49	—	42	45	47	42	42	42
8	47	54	—	47	49	49	46	46	46
9	49	57	—	49	50	53	47	47	47
Среднее	44	52	—	45	46	49	44	44	44

Расчет диаграммы направленности для всплесков во всех случаях велся по числу всплесков. На фиг. 5 изображены нормализованные кривые числа всплесков и амплитуды всплесков для шумовой бури № 4. Сопоставление диаграмм направленностей по числу всплесков и по амплитудам (фиг. 5) показало, что, несмотря на некоторое различие в форме кривых, величина диаграммы направленности по половинной мощности и величина диаграммы направленности по нулям для числа всплесков и амплитуд всплесков остаются одинаковыми. Для остальных шумовых бурь подобное сопоставление показало, что иногда бывают некоторые отклонения как в сторону уширения диаграммы направленности, так и в сторону сужения, но все они незначительны (приблизительно $5-7^\circ$), и в среднем можно считать диаграммы направленности как в том, так и в другом случаях одинаковыми.



Фиг. 5. Усредненные нормализованные графики числа всплесков (слева) и амплитуды всплесков (справа).

По оси абсцисс отложены дни (0 — прохождение радионисточником центрального меридиана)

В табл. 1 сведены все подсчеты (в градусах) для диаграммы направленности медианного потока. Они выполнены для крайних и среднего из наблюдаемых положений источника над фотосферой, т. е. для $r_0 = 0,15 R_\odot$, $r_0 = 0,5 R_\odot$ и $r_0 = 1,0 R_\odot$. При этих расчетах приняты три значения величины x : 1; 5 и 10. Из табл. 1 видно, что диаграмма направленности по половинной мощности для источника, ответственного за излучение медианного потока, равна приблизительно $40-50^\circ$. Влияние неоднородностей короны сводится к сужению диаграммы направленности не более чем на 15%.

В табл. 2 представлены подобные величины для всплесков. Можно сделать вывод, что по всплескам диаграмма направленности составляет по половинной мощности 65—75%.

Таблица 2

№ шумовой бури	$r_0 = 0,20$			$r_0 = 0,50$			$r_0 = 1,0$		
	$x = 1$	$x = 5$	$x = 10$	$x = 1$	$x = 5$	$x = 10$	$x = 1$	$x = 5$	$x = 10$
1	59	95	—	55	55	55	55	55	55
2	58	59	61	58	58	58	58	58	58
3	51	53	54	50	50	50	50	50	50
4	69	74	92	69	69	69	69	69	69
8	—	—	—	88	93	101	88	88	88
9	76	95	—	68	69	69	68	68	68
Среднее	62	75	69	65	66	67	65	65	65

В табл. 3 сведены все данные по медианному потоку и по всплескам, только ширина диаграммы направленности считается по нулевым значениям. Здесь также видно, что для всплесков диаграмма направленности шире, чем для медианного потока.

Полученные результаты согласуются с последними работами [10, 19], касающимися этого вопроса. Разница в ширине диаграммы направленности медианного потока и всплесков приводит к выводу о том, что либо источники радиоизлучения, ответственные за излучение фона и всплесков, располагаются на разных высотах в короне, либо, возможно, эти явления имеют различные механизмы генерации.

Таблица 3

№ шумовой бури	Медианный поток		Всплески						
	$x = 1,$ $r_0 = 1,0$	$x = 10$ $r_0 = 0,2$	$r_0 = 0,2$			$r_0 = 0,5$			$r_0 = 1,0$
			$x = 1$	$x = 5$	$x = 10$	$x = 1$	$x = 5$	$x = 10$	
1	81	88	130	—	—	130	130	130	130
2	68	74	95	95	101	95	95	95	95
3	68	74	122	122	128	122	122	122	122
4	95	101	130	145	155	130	130	130	130
8	81	81	—	—	—	176	189	189	176
9	68	81	122	162	—	108	108	108	108
Среднее	80	83	120	130	128	125	158	158	125

В заключение выражаю глубокую благодарность кандидату физико-математических наук И. Г. Моисееву за помощь и руководство работой.

3 декабря 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. В. Виткевич. Труды V совещания по вопросам космогонии. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 149 и 312.
2. O. Elgarøy. *Astrophysica Norvegica*, 7, N 5, 1961.
3. Б. М. Чихачев. Труды V совещания по вопросам космогонии. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 245.
4. A. Fokker. Netherlands PTT Sec. Ion. and Radio Astr., Reprint N 21, 1961.
5. A. Boishot. *Ann. d'Astrophys.*, 21, 273, 1958.
6. S. Suzuki. *Ann. Tokyo Astron. Obs.*, 7, N 2, 1961.
7. М. Н. Гневывшев. *Астрон. ж.*, 37, вып. 2, 1960.
8. Авиньон, Буашо, Симон. Радиоастрономия, Парижский симпозиум 1958 г., ИЛ, 1961, стр. 240.
9. M. Morimoto. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 15, N 1, 1963.
10. A. M. Squeren. *Ann. d'Astrophys.*, 26, N 2, 1963.
11. И. Г. Моисеев. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 15, 104, 1955.
12. *Quarterly Bull. of Solar Activity*, N 121, 122, 123, 1958.
13. Солнечные данные. № 1—8, 1958.
14. IGY Solar Activity Report Ser., N 3, 5, 6, 1958.
15. И. Г. Моисеев, С. И. Гопасюк. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 17, 211, 1957.
16. И. С. Шкловский, С. Б. Пикельнер. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 6, 29, 1951.
17. И. С. Шкловский. *Физика солнечной короны*. Физматгиз, 1962.
18. The Solar Corona. Proceedings of the International Astronomical Union Symposium N 16. Academic Press, N. Y. and London, 1963.
19. G. Mafnito, A. Impallomeni. *Mem. Soc. Astron. Ital.*, 34, N 2, 1963.

К ВОПРОСУ О СВЯЗИ ПОВЫШЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА МЕТРОВЫХ ВОЛНАХ С ПОГЛОЩЕНИЕМ В ПОЛЯРНОЙ ШАПКЕ

Л. С. Левицкий

Исследуется повышенное радиоизлучение Солнца на метровых волнах типа кратковременных шумовых бурь (от трех часов до трех дней). Показано, что это излучение в 40% случаев связано с сантиметровыми радиовсплесками, обладает направленностью и часто возникает после вспышек, сопровождающихся поглощением в полярной шапке.

ON THE CONNECTION BETWEEN INCREASED SOLAR RADIO EMISSION IN THE METER RANGE AND ABSORPTION IN THE POLAR CAP, by *L. S. Levitsky*.— Increased solar radio emission in the meter range of the short-duration noise storm type (from three hours to three days) has been studied. It is shown that this emission in 40% of the cases is connected with centimeter radio bursts and is directed. It often originates after flares which are accompanied by absorption in the polar cap.

В радиоэмиссии Солнца наблюдается два вида излучения, которые дают длительное повышение величины потока на метровых волнах: 1) всплески IV типа и 2) шумовые бури. Всплески IV типа представляют собой непрерывное излучение, простирающееся от сантиметровых до метровых длин волн, обусловленное, по-видимому, синхротронной радиацией релятивистских электронов, ускоренных во вспышке [1, 2]. Длительность этих всплесков обычно 1—3 часа. На метровых волнах они поляризованы по кругу [3].

Под шумовой бурей обычно понимают совместное появление повышенного уровня непрерывного излучения (континуум) и повышенное число кратковременных всплесков с длительностью порядка секунды (всплески I типа). Длительность бури колеблется от нескольких часов до нескольких дней; иногда они наблюдаются даже в течение нескольких оборотов Солнца. Как континуум, так и всплески I типа обычно поляризованы по кругу. Локализация бурь при помощи радиоинтерферометра показывает тесную связь их с солнечными пятнами. Часто начало бури не удается связать ни с каким оптическим явлением солнечной активности, но иногда она начинается с развитием хромосферной вспышки [4]. Механизм излучения как континуума, так и всплесков I типа до настоящего времени остается неясным. Однако он не является тепловым, так как часто наблюдаются яркостные температуры, превышающие 10^9 °K, тогда как электронная температура солнечной короны не превышает нескольких миллионов градусов [5].

Иногда в метровом диапазоне длин волн наблюдается длительное (порой более суток) повышенное значение континуума, но без всплесков

I типа. Этот вид эмиссии очень похож на излучение IV типа. Пик-Гутманн [6] назвала такие явления бурями-континуум. Постепенно они могут развиться в обычные шумовые бури [6].

Нами исследовалась связь повышенного значения потока на метровых волнах длительностью от 3 час до 3 дней со всплесками на сантиметровых волнах и хромосферными вспышками. Для этого использовались усредненные 3-часовые значения медианного потока радиоизлучения Солнца на 200 Мгц, публикуемые в [7], а также оригинальные записи на 209 Мгц, полученные в Крымской астрофизической обсерватории. Данные о вспышках и радиовсплесках на сантиметровых волнах брались из [8] и [7] соответственно.

С июня 1957 г. по июнь 1962 г. наблюдалось около 150 отчетливых повышений медианного потока на метровых волнах, более чем в 5 раз превосходящих уровень излучения спокойного Солнца, длительностью от 3 час до 3 дней.

За тот же период из [7] было отобрано 262 всплеска на сантиметровых волнах длительностью более 10 мин и интенсивностью более $100 \cdot 10^{-22} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{гц}^{-1}$; 227 из них были связаны с хромосферными вспышками. Для 35 радиовсплесков в [7, 8] нами не было найдено соответствующей вспышки.

В 61 случае начало увеличения медианного потока на метровых волнах совпадает по времени с радиовсплеском на сантиметровых волнах. В 40 случаях всплески на сантиметровых волнах происходят на фоне повышенного излучения в метровом диапазоне, часто большой длительности (более 3 суток), и поэтому трудно сделать определенный вывод о том, было ли после всплеска на сантиметровых волнах соответствующее повышение на метровых волнах или нет.

Оставшиеся 160 радиовсплесков в сантиметровом диапазоне длин волн не сопровождались длительным возрастанием интенсивности на метровых волнах.

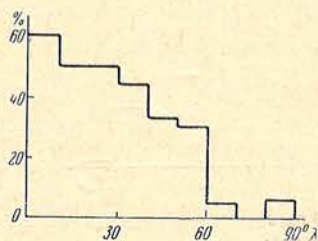
Представляло интерес выяснить, когда после всплесков на сантиметровых волнах можно ожидать соответствующее увеличение потока на метровых волнах. Для этой цели было исследовано положение на диске Солнца вспышек, связанных с радиовсплесками в сантиметровом диапазоне.

На фиг. 1 по оси абсцисс отложены долготы от центрального меридиана (независимо от знака) хромосферных вспышек, сопровождавшихся сантиметровыми радиовсплесками, а по оси ординат — доля вспышек, сопровождавшихся возрастанием интенсивности на метровых волнах.

На фиг. 1 видно, что повышение потока на метровых волнах связано со вспышками, расположенными вблизи центрального меридиана. Таким образом, исследуемое нами излучение на метровых волнах обладает направленностью. Этот вывод подтверждает также фиг. 2, которая показывает зависимость средней интенсивности излучения на метровых волнах от долготы вспышки, сопровождавшейся радиовсплеском на сантиметровых волнах.

Подобные результаты получены при исследовании направленности излучения IV типа на метровых волнах [9], а также для медианного потока длительных шумовых бурь [10].

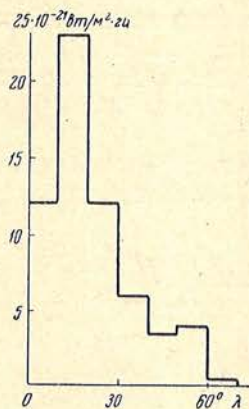
Следовательно, можно предположить, что механизм непрерывного излучения на метровых волнах (в том числе и континуума длительных



Фиг. 1. Распределение по долготе от центрального меридиана (независимо от знака) хромосферных вспышек, сопровождающихся всплеском в сантиметровом диапазоне, после которых наблюдалось возрастание потока на метровых волнах

шумовых бурь) подобен механизму эмиссии всплесков IV типа. Тот факт, что поляризация всплесков IV типа на метровых волнах и шумовых бурь одинакова, также говорит в пользу такого предположения.

Из фиг. 1 видно, что почти в 50% случаев, когда сантиметровые радиовсплески происходят вблизи центрального меридиана, не наблюдается длитель-



Фиг. 2. Зависимость средней интенсивности излучения на метровых волнах от долготы соответствующей хромосферной вспышки (независимо от знака)

тельного повышения интенсивности на метровых волнах. Отчасти это можно объяснить тем, что используемые 3-часовые значения медианного потока являются недостаточно чувствительным индикатором для слабых и непродолжительных возрастаний на метровых волнах. С другой стороны, известно, что в некоторых случаях после всплеска в сантиметровом диапазоне вообще не генерируется излучение на метровых волнах, если даже соответствующая вспышка происходит вблизи центрального меридиана.

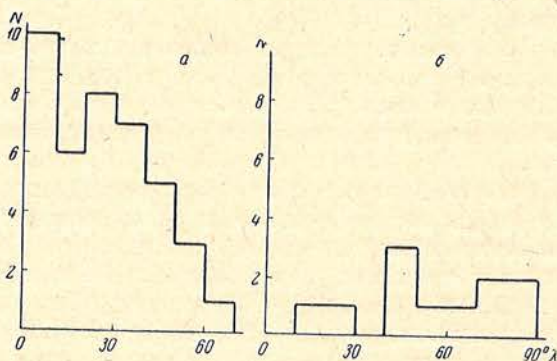
Из 61 сантиметровых всплесков, после которых наблюдалось повышение потока на метровых волнах, 40 всплесков связаны с протонными вспышками и 10 — со вспышками, которые можно отнести к «вероятно протонным». Эти последние происходили в те периоды, когда в полярной шапке уже наблюдалось полное поглощение и нельзя было с уверенностью сказать, дали ли эти вспышки добавочный поток протонов. Все сведения о протонных вспышках брались из [11, 12].

Из 160 сантиметровых всплесков, не давших длительного возрастания потока на метровых волнах, только 11 были связаны с протонными вспышками.

Распределение по долготам протонных вспышек, наблюдавшихся в этот период, дано на фиг. 3. На фиг. 3, а показано распределение по долготам протонных вспышек, давших возрастание интенсивности на метровых волнах. Как видно из этой гистограммы, подавляющее число вспышек в этом случае группируется ближе к центру и заключено в интервале долгот 0—50°. Наоборот, те протонные вспышки, которые не сопровождалась излучением на метровых волнах, располагаются ближе к краю солнечного диска (фиг. 3, б). Таким образом, можно заключить, что если протонная вспышка возникает вблизи лимба, то радиоизлучение на метровых волнах от нее на Земле может не наблюдаться.

После мощных протонных вспышек, которым соответствует длительное поглощение в полярной шапке [11, 12], наблюдается интенсивное излучение на метровых волнах, длящееся часто более суток.

Примером могут служить протонные вспышки в конце августа — начале сентября 1957 г., 18 сентября 1957 г., в августе 1958 г., 14 июля 1959 г., 11 января 1960 г., в марте — апреле 1960 г., в ноябре 1960 г. Некоторые авторы (например, [13]) считают, что длительное поглощение в полярной шапке,



Фиг. 3. Распределение по долготам протонных вспышек, сопровождавшихся (а) и не сопровождавшихся (б) возрастанием интенсивности излучения на метровых волнах

по-видимому, обусловлено тем, что часть протонов, ускоренных во вспышке, удерживается в магнитных полях высоко в короне и, постепенно покидая эти ловушки, в течение многих дней поступает в полярные области Земли, вызывая дополнительную ионизацию нижней ионосферы. Наряду с протонами во вспышке, по-видимому, ускоряются также и электроны, которые, оказываясь запертыми в магнитных полях в короне, могут создавать наблюдаемое длительное излучение на метровых волнах.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность И. Г. Моисееву и А. С. Дворяшину за полезное обсуждение статьи.

19 декабря 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. Т. Такакура. Publ. Astron. Soc. Japan, 13, N 1, 1961.
 2. Т. Такакура. Парижский симпозиум по радиоастрономии. ИЛ, 1961.
 3. А. Boischot. C. R. Acad. Sci., 244, 1326, 1957.
 4. А. М. Le Squerep. Ann. Astrophys., 26, N 2, 1963.
 5. И. С. Шкловский. Физика солнечной короны. Физматгиз, 1962.
 6. М. Pick-Gutmann. Ann. Astrophys., 24, N 3, 1961.
 7. Quarterly Bull. of Solar Activity, 119—139, 1957—1962.
 8. IGY Solar Activity Report Series, N 12, 1960; N 15, 1961.
 9. С. Т. Акипьян, Э. И. Могилевский. Геомагнетизм и аэрономия, 1, № 2, 1961.
 10. Л. И. Юровская. Наст. том, стр. 76.
 11. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 1961.
 12. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 28, 293, 1962.
 13. А. С. Дворяшин. Геомагнетизм и аэрономия, 4, 1964 (в печати).
-

ЭВОЛЮЦИОННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДИАГРАММЫ СПЕКТР — СВЕТИМОСТЬ ДЛЯ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД

I. ПАРАМЕТРЫ «ИСХОДНОЙ ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ»

И. М. Копылов

Двумя независимыми методами определены основные параметры исходной главной последовательности (линии нулевого возраста).

Первый метод состоит в привязке однородных моделей внутреннего строения звезд различных масс к спектральной последовательности звезд.

Второй обычно употреблявшийся метод состоит в определении параметров исходной главной последовательности по результатам спектральных и фотометрических наблюдений звезд и звездных группировок (галактических скоплений и ассоциаций).

Оба метода дают хорошо согласующиеся значения параметров исходной главной последовательности в интервале B0-K7. В интервалах O5-B0 и M0-M7 расхождения довольно велики (до $0^m 50$ в M_v).

Дается сводная таблица основных параметров исходной главной последовательности звезд населения I: $\lg M$, $\lg R$, T_{eff} , M_{bol} , $B - V$ и M_v .

Отмечаются основные недостатки использованных методов и некоторые причины выявившихся расхождений.

AN EVOLUTIONARY INTERPRETATION OF THE SPECTRUM — LUMINOSITY DIAGRAM FOR HOT STARS. I. Parameters of the initial main sequence, by I. M. Kopylov.—The main parameters of the initial MS (the zero age sequence) have been determined by two independent methods. The first consists in the reference of homogeneous models of stellar interiors with different masses to the spectral sequence. The second, which is usually used, consists in the determination of the parameters of the initial MS from the results of spectroscopic and photometric observations of stars and star groups (galactic clusters and associations).

The values of the parameters of the initial MS in the B0—K7 spectral interval found by both methods are in good agreement. In the O5—B0 and M0—M7 interval the discrepancies are quite large (up to $0^m 50$ in M_v).

A table is given in which the main parameters ($\lg M$, $\lg R$, T_{eff} , M_{bol} , $B - V$ and M_v) of population I stars are summarized.

The deficiencies of the methods and some reasons for the detected discrepancies are noted.

Введение

«Исходная главная последовательность», часто называемая также линией «нулевого возраста», на которой располагаются молодые звезды после окончания гравитационного сжатия и перед началом эволюции за счет ядерных превращений в их недрах, является важным поворотным пунктом в процессе эволюции звезд.

Неудивительно поэтому, что задаче определения истинных параметров названной последовательности уделялось в последние годы довольно много внимания. При этом основным методом определения параметров последовательности, получаемых из наблюдений, а именно абсолютных визуальных звездных величин M_v и показателей цвета $B - V$ (или спектральных классов Sp), было использование в той или иной форме некоторого набора диаграмм цвет — видимая величина для ряда галактических скоплений и ассоциаций [1—4].

В [5, 6] для этой цели была использована также и диаграмма спектр — абсолютная величина, построенная на основе количественной двумерной спектральной классификации звезд в окрестностях Солнца.

Параметры исходной главной последовательности (обозначаемой в дальнейшем сокращенно ИГП), определяемые различными авторами, показывают значительные различия, что обусловлено в первую очередь трудностями такого определения, и в какой-то мере различием применяемой методики. Эти различия в M_v достигают для звезд спектральных классов А и В значений порядка одной звездной величины.

Весьма желательной поэтому была бы попытка определения параметров ИГП каким-либо принципиально иным методом, чем все применявшиеся до сих пор.

Здесь делается попытка определения параметров ИГП путем привязки однородных моделей внутреннего строения звезд различных масс к реальной последовательности звезд. При этом используется новая шкала эффективных температур и болометрических поправок [7].

§ 1. Определение параметров исходной главной последовательности (ИГП) по однородным моделям внутреннего строения звезд

Была поставлена следующая задача: в результате анализа параметров однородных моделей внутреннего строения звезд, таких как масса $\mathfrak{M}$, радиус R , светимость L и эффективная температура T_{eff} , определить непосредственно наблюдаемые или легко определяемые из наблюдений характеристики моделей, такие как $B - V$ или Sp и M_v . Поскольку однородные модели должны соответствовать в структурном отношении стадии эволюции звезды сразу же после гравитационного сжатия, но до начала ядерных реакций, то эти модели, с наблюдаемыми характеристиками (M_v , Sp), должны, по определению, располагаться на ИГП. Нанесение достаточно большого числа моделей на диаграмму (M_v , Sp) позволило бы нам определить искомые параметры ИГП и сопоставить их с параметрами, находимыми из анализа диаграмм цвет — видимая величина или спектр — видимая величина для пространственных группировок звезд. Суть предлагаемой процедуры привязки теоретических моделей к реальной спектральной последовательности звезд подробно изложена в [7].

Здесь мы кратко опишем ее для связности изложения и для уяснения смысла некоторых уточнений, сделанных при выполнении данного исследования.

При заданном химическом составе фундаментальным параметром звездной модели является ее масса $\mathfrak{M}$. Вычисляемые параметры, в той или иной мере допускающие сравнение с наблюдениями, — это радиус R , эффективная температура T_{eff} и, следовательно, полная светимость звезды M_{bol} .

В случае однородной модели звезды R , T_{eff} и M_{bol} являются однозначными функциями массы.

По массе модели из кривой, представляющей собой нижнюю огибающую главной последовательности на диаграмме ($\lg \mathfrak{M}$, Sp) [7], мы определяем спектральный класс, который необходимо приписать данной

модели. По наблюдаемой зависимости цвет—спектр для звезд главной последовательности мы находим и показатель цвета, скажем, в системе $B - V$.

Зная зависимость болометрической поправки Δm_{bol} от T_{eff} (см., например, [7]), для каждой модели по ее T_{eff} и M_{bol} мы находим $M_v = M_{bol} - \Delta m_{bol}$.

Таким образом, основными этапами в нахождении сопоставимых с наблюдениями характеристик теоретических однородных звездных моделей является определение зависимостей (Δm_{bol} , T_{eff}) и ($\lg \mathfrak{M}$, Sp).

Сделаем несколько замечаний по поводу определения шкалы T_{eff} и Δm_{bol} и зависимости ($\lg \mathfrak{M}$, Sp).

1. Шкала T_{eff} для звезд O5 — G5 была установлена в [7]. Там же по опубликованным данным была построена система болометрических поправок для звезд O5 — F0. Для звезд более поздних, чем F0, была взята шкала Δm_{bol} по определениям Поппера [8] (некоторое уточнение оригинальной шкалы Койпера [9]).

Здесь же, единственно с целью сохранения однородности материала для широкого интервала спектральных классов от O5 до M5, была взята шкала T_{eff} , найденная заново из анализа 45 однородных моделей внутреннего строения звезд (см. ниже).

2. Болометрические поправки для звезд более поздних, чем F0 ($7000^\circ > T_{eff} > 3000^\circ$), были взяты из [10], где в результате спектрофотометрических измерений распределения энергии в непрерывном спектре поздних звезд установлена шкала T_{eff} и Δm_{bol} для интервала спектральных классов F5 — M5 (в предположении, что $T_c \approx T_{eff}$).

3. Диаграмма ($\lg \mathfrak{M}$, Sp), построенная ранее в [7], также была несколько уточнена и пополнена, особенно для звезд поздних спектральных классов, за счет сведений из текущей периодической литературы.

В итоге была принята следующая схема определения Sp (или $B - V$) и M_v для однородных моделей.

По зависимости (T_{eff} , Δm_{bol}) для каждой модели была найдена болометрическая поправка, после чего была найдена M_v .

Спектральный класс модели был определен по диаграмме ($\lg \mathfrak{M}$, Sp).

Это определяет положение ИГП как геометрическое место точек расположения однородных моделей на диаграмме (Sp , M_v).

Необходимые сведения по этой схеме приведены в табл. 1. В последнем столбце указаны авторы использованных моделей. Для последних четырех серий моделей даны источники (для остальных см. [7]).

Для независимой проверки полученных результатов была проделана следующая процедура.

По 45 моделям были построены средние зависимости $\lg T_{eff}$, $\lg R$ и M_{bol} от $\lg \mathfrak{M}$, как основного параметра модели (фиг. 1—3). Далее для каждого спектрального подкласса в интервале O5 — M5 по диаграмме ($\lg \mathfrak{M}$, Sp) было взято соответствующее значение $\lg \mathfrak{M}$, а затем по фиг. 1 и 2 найдено $\lg T_{eff}$ и $\lg R$, вычислено M_{bol} (принято для Солнца $M_{bol} = +4^m, 74$, $T_{eff} = 5760^\circ$) и, наконец, Δm_{bol} и M_v .

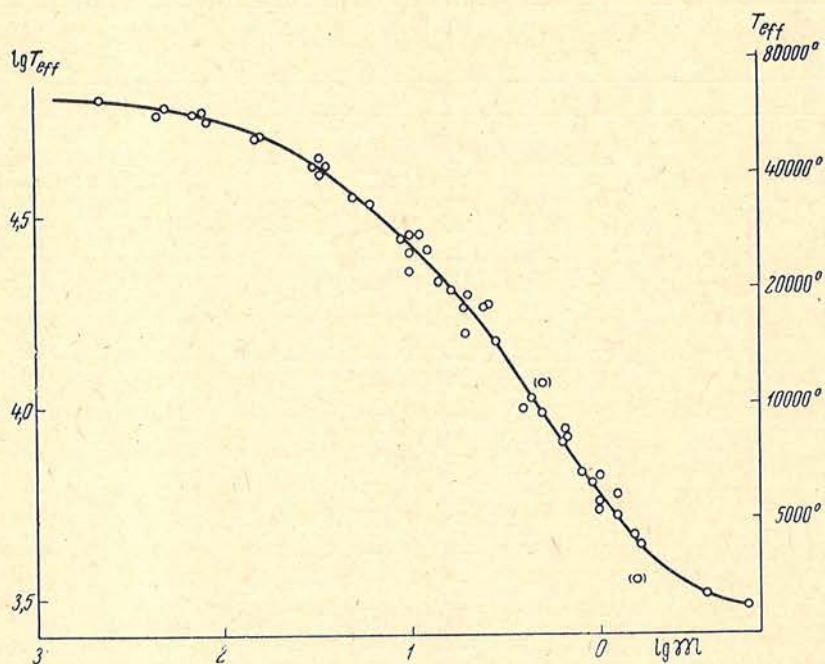
На фиг. 4 значения (Sp , M_v) для отдельных моделей (столбцы 8 и 9 из табл. 1) нанесены точками, средние значения Sp и M_v — сплошной линией.

Диаграмма (Sp , M_v) на фиг. 4 определяет, таким образом, параметры ИГП, найденные по однородным моделям внутреннего строения звезд.

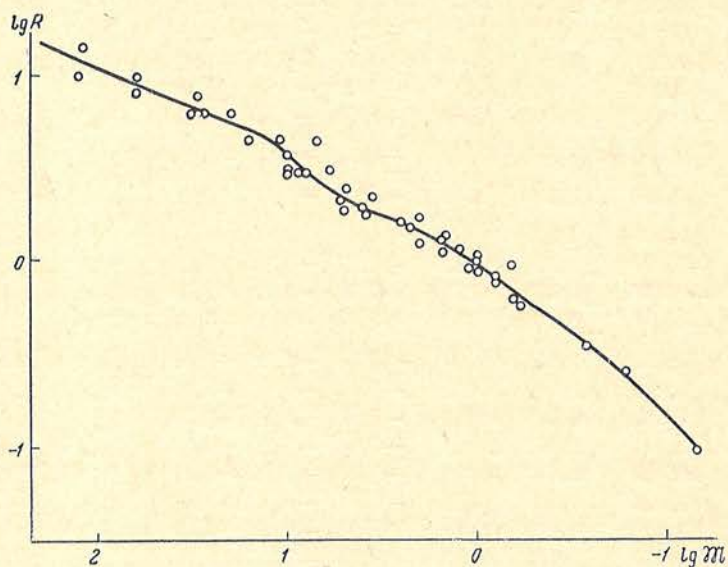
Разброс точек около средних зависимостей на фиг. 1—4, характеризующий уклонение вычисленных параметров отдельных моделей от средних параметров для заданного значения $\lg \mathfrak{M}$, оказывается незначительным. Исключение составляют звезды с $\lg \mathfrak{M} \geq 2,0$ (спектральный класс более ранний, чем O5) и звезды с $\lg \mathfrak{M} < -0,15$ (спектральный класс

Таблица 1

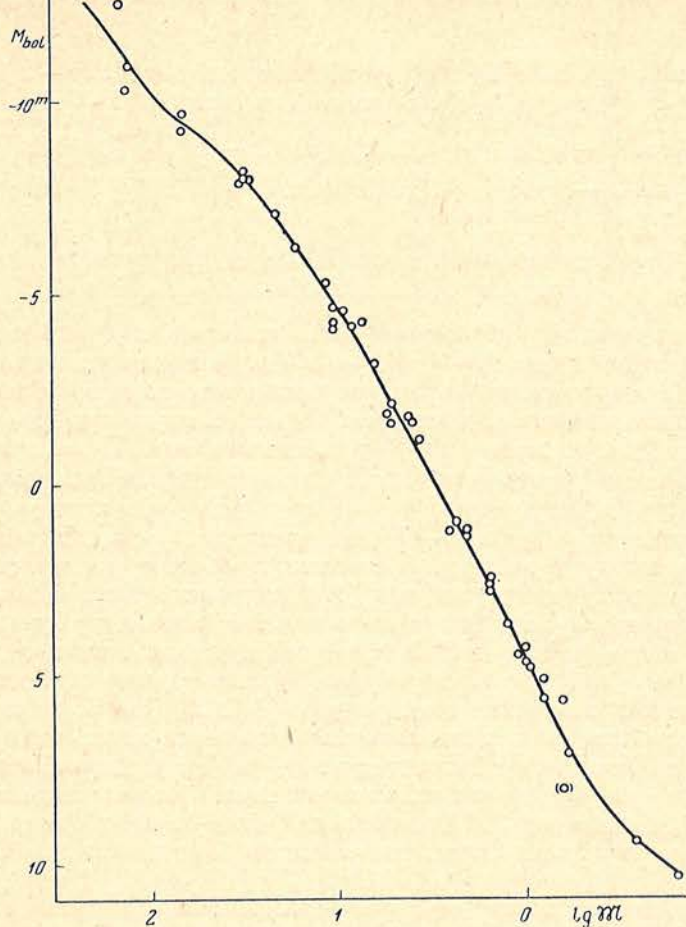
N° n/n	M	$\lg M$	$\lg R^{\circ}$	T°_{eff}	M°_{bol}	Δm_{bol}	M°_v	Sp_M	Автор модели
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	140	2,146	1,339	58200°	-12 ^m , 50	-4 ^m , 0	-8 ^m , 5	O3,5:	Хойл
2	30,1	1,478	0,78	44100	-7,96	-3,61	-4,35	O7,7	
3	8,94	0,951	0,46	27900	-4,44	-2,97	-1,47	B1,3	
4	3,89	0,590	0,24	18350	-1,49	-1,77	+0,28	B5,2	
5	1,52	0,182	0,04	8650	+2,79	-0,15	+2,94	A5,5	
6	1,09	0,038	-0,048	6230	+4,65	-0,00	+4,65	F5,4	
7	7,0	0,845	0,636	21000	-4,07	-2,22	-1,85	B2,0	Тейлер
8	10,0	1,000	0,481	25000	-4,15	-2,68	-1,47	B1,1	
9	10,0	1,000	0,473	27600	-4,53	-2,95	-1,58	B1,1	
10	10,0	1,000	0,559	22400	-4,00	-2,42	-1,58	B1,1	Кушваха
11	5,0	0,699	0,377	15400	-1,47	-1,22	-0,25	B3,2	
12	2,5	0,398	0,201	9800	+1,37	-0,30	+1,67	B9,3	
13	121,1	2,083	1,155	55800	-10,89	-3,90	-7,0:	O4,0:	Шварцшильд, Хёрм
14	62,7	1,797	0,987	51000	-9,65	-3,83	-5,82	O5,7	
15	28,2	1,450	0,778	42600	-7,84	-3,57	-4,27	O7,9	
16	30,0	1,477	0,878	40200	-8,03	-3,50	-4,53	O7,7	Хенней, Лелевье, Леве
17	20,0	1,301	0,784	35100	-6,98	-3,30	-3,68	O9,0	
18	11,0	1,042	0,636	27400	-5,17	-2,93	-2,24	B0,8	
19	6,0	0,778	0,479	20200	-3,06	-2,10	-0,96	B2,4	
20	3,5	0,544	0,339	14760	-0,99	-1,07	+0,08	B5,7	
21	2,0	0,301	0,220	9580	+1,47	-0,27	+1,74	A1,8	
22	1,5	0,176	0,110	8290	+2,63	-0,13	+2,76	A5,7	
23	2,29	0,360	0,164	10400	+1,10	-0,40	+1,50	A0,1	Хенней, Лелевье, Леве
24	1,55	0,190	0,099	7950	+2,85	-0,11	+2,96	A5,4	
25	1,25	0,097	0,048	6700	+3,85	0,00	+3,85	F0,6	
26	1,00	0,000	0,016	5450	+4,90	-0,07	+4,97	G0,0	
27	0,65	-0,187	-0,040	4550	+5,96	-0,45	+6,41	K3,3	
28	5,2	0,716	0,309	17900	-1,74	-1,68	-0,06	B3,1	
29	5,0	0,699	0,260	19500	-1,94	-1,98	+0,04	B3,2	Полак [11]
30	1,00	0,000	-0,064	6550	+4,49	0,00	+4,49	G0,0	Демарк [12]
31	0,80	-0,097	-0,104	5100	+5,82	-0,18	+6,00	G8,0	
32	0,60	-0,222	-0,244	4290	+7,32	-0,62	+7,94	K5,1	
33	0,80	-0,097	-0,126	5820	+5,33	-0,01	+5,34	G8,0	Блеклер [13]
34	128	2,107	0,995	58640	-10,31	-4,0:	-6,3:	O3,8:	
35	64	1,806	0,900	50390	-9,18	-3,80	-5,38	O5,6	
36	32	1,505	0,786	41800	-7,80	-3,54	-4,26	O7,5	
37	16	1,204	0,641	33460	-6,10	-3,22	-2,88	O9,6	
38	8	0,903	0,458	25540	-4,02	-2,75	-1,27	B1,6	
39	4	0,602	0,262	18150	-1,57	-1,73	+0,16	B5,1	
40	2	0,301	0,085	11420	+1,34	-0,53	+1,87	A1,8	
41	1	0,000	-0,011	5560	+4,95	-0,05	+5,00	G0,0	Лимбер [14]
42	0,64	-0,194	-0,208	3460	+8,07:	-1,48	+9,55:	K4,3	
43	0,27	-0,572	-0,46	3150	+9,74	-2,11	+11,85	M4,0	
44	0,16	-0,788	-0,60	2950	+10,72	-2,67	+13,39	M5,6	
45	0,077	-1,116	-1,02	2700	+13,1	-3,7:	+16,8	M8,0	



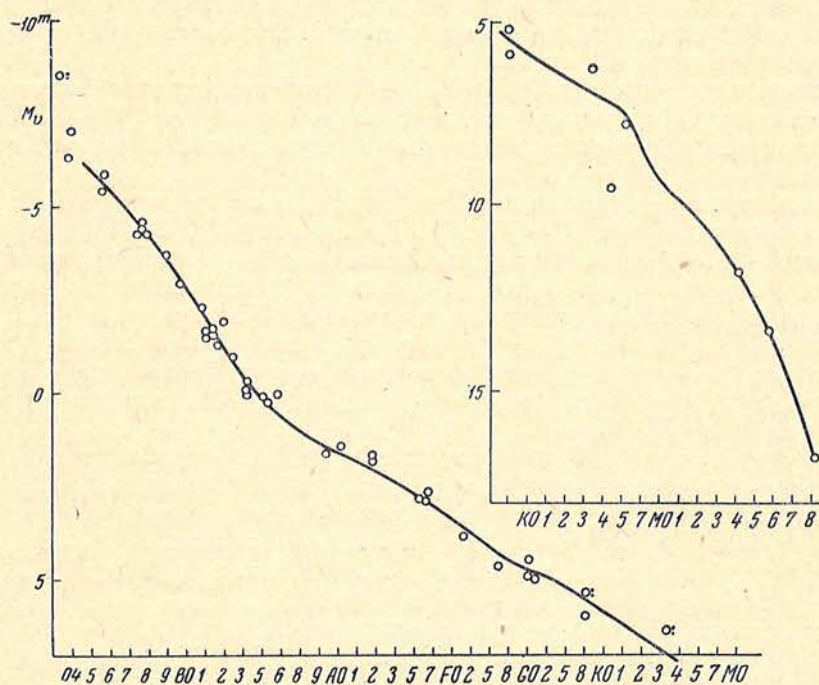
Фиг. 1. Зависимость $\lg T_{eff}$, вычисленных для однородных моделей внутреннего строения звезд, от $\lg m$ модели



Фиг. 2. Зависимость $\lg R$, вычисленных для однородных моделей внутреннего строения звезд, от $\lg m$



Фиг. 3. Зависимость M_{bol} , вычисленных для однородных моделей внутреннего строения звезд, от $\lg M$



Фиг. 4. Параметры исходной главной последовательности, найденные по моделям внутреннего строения звезд

более поздний, чем K2). Средний разброс точек на фиг. 1—4 составляет (для $-0,15 < \lg M < 2,0$, спектральный интервал O5 — K2):

$$\begin{aligned} \text{фиг. 1} & - \lg T_{\text{eff}} \pm 0,025, & \text{фиг. 3} & - M_{\text{bol}} \pm 0^m 25, \\ \text{фиг. 2} & - \lg R \pm 0,051, & \text{фиг. 4} & - M_v \pm 0^m 20. \end{aligned}$$

§ 2. Определение параметров ИГП по спектроскопическим и фотометрическим наблюдениям звезд

Обычно до сих пор параметры ИГП искали в форме зависимости M_v от показателя цвета $B - V$ [1—4]. Выбор показателя цвета $B - V$ в качестве температурного параметра достаточно хорошо обоснован для звезд средних спектральных классов. Однако в случае звезд самых ранних спектральных классов (O и B) и самых поздних (M), вследствие смещения максимума распределения энергии в непрерывном спектре из видимой области спектра соответственно в ультрафиолетовую и инфракрасную показатели цвета $B - V$ становится мало чувствительным к изменению температуры звезды и в значительной мере теряет свое значение как температурный критерий. Для горячих звезд использование $B - V$ значительно усложняется из-за межзвездного покраснения.

В связи с этим спектральный класс является для наших задач значительно более удобной температурной характеристикой, поскольку: а) относительное изменение температуры ($\Delta \lg T_{\text{eff}} : \Delta \text{Sp}$) с изменением спектрального класса сравнительно мало меняется вдоль температурной последовательности звезд (температурная шкала спектральных классов более равномерна, чем шкала показателей цвета), что особенно важно для определения параметров (ИГП) в области O- и B-звезд, и б) спектральный класс — характеристика звезды, не зависящая от межзвездного покраснения.

Нам необходимо поэтому рассмотреть вопрос о зависимости между спектральным классом и показателем цвета $B - V$ для «непокрасневших» звезд главной последовательности. Для этого нами были в основном использованы результаты [5, 15—19].

Показатели цвета брались в системе $B - V$, спектральные классы — в системе МК или в увязанной с МК системе количественной спектральной классификации [5, 18, 19].

Зависимость между Sp (МК) и $B - V$ для звезд главной последовательности была установлена в спектральном интервале O5 — M5.

Рассмотрим критически результаты определения ИГП в предыдущих работах [1—6].

В [1] были впервые количественно определены параметры ИГП в форме зависимости M_v от $B - V$ и Sp . Диаграмма ($M_v, B - V$) для Гиад (возраст $t \sim 10^9$ лет) была трансформирована к $t = 0$ в соответствии с существовавшими в то время представлениями о направлении и скорости эволюции звезд. Это определило положение ИГП для звезд A — K. Сопоставляя диаграммы [$m_v, (B - V)_0$] для более молодых скоплений (содержащих звезды более высоких светимостей) с трансформированной диаграммой для Гиад, авторы определили параметры ИГП для более ранних звезд, вплоть до B0.

Недостатки метода: а) зависимость полученных параметров ИГП для звезд ранних и промежуточных спектральных классов от свойств данной модели, положенной в основу вычислений; б) пренебрежение возможным влиянием эволюции звезд в более молодых скоплениях.

В 1957 г. Сэндидж [2] и Джонсон [3] определили параметры ИГП для спектрального интервала B2 — K5 в форме [$M_v, (B - V)_0$]. Параметры ИГП в обеих работах определялись одним и тем же методом — путем последовательного совмещения диаграмм ($m_v, B - V$) для рассеянных

скоплений по звездам, лежащим на диаграмме на 3 величины ниже предела Шёнберга — Чандрасекара.

Результаты определений параметров ИГП в этих двух работах практически совпадают. Расхождения в M_v не превосходят $0^m,1-0^m,2$. Основной недостаток метода: в сравниваемом интервале показателей цвета, по существу, пренебрегается возможной эволюцией звезд в более старом скоплении, в результате чего при переходе к наиболее ранним звездам постепенно накапливается систематическая ошибка, поднимающая полученную ИГП вверх от ее истинного положения на диаграмме ($M_v, B - V$).

В [4] применен, по существу, аналогичный метод. Во всех упомянутых работах авторы пользуются привязкой к одному скоплению — Гидам, хотя и изученному достаточно хорошо, но имеющему и свои индивидуальные особенности в диаграмме ($M_v, B - V$), могущие сказаться на полученных параметрах ИГП.

В [5,6] был применен несколько иной метод определения параметров ИГП.

Всего нами были использованы диаграммы для 15 скоплений и ассоциаций, из которых для 9 были определены истинные модули расстояния или по групповым параллаксам или в результате проведения для ряда звезд данного скопления (ассоциации) двумерной количественной спектральной классификации [5, 19]. Это позволило построить сводную диаграмму (Sp, M_v) для ряда скоплений не последовательным сдвигом диаграмм для отдельных скоплений к какой-то исходной диаграмме (например, для Гида), а в результате независимого наложения их. И уже с этой общей диаграммой были совмещены методом сдвига диаграммы (m_0, Sp) для остальных шести скоплений. Все это практически свело на нет систематические ошибки, возникающие при последовательном переходе от одного скопления к другому.

Нижняя граница главной последовательности на такой обобщенной диаграмме (Sp, M_v) и принималась нами за ИГП.

Аналогично ИГП можно определить как нижнюю границу главной последовательности на диаграмме (Sp, M_v), построенной для звезд галактического поля, имеющих двумерную количественную спектральную классификацию в однородной системе.

Расхождения с ИГП, найденной в [2—4], существенны только для горячих звезд, более ранних, чем A5, и могут достигать $0^m,5-0^m,7$ в M_v .

Считая методику, принятую нами для определения ИГП [5, 6], более свободной от разного рода систематических ошибок в сравнении с методикой в [1—4], мы заново провели определение параметров ИГП таким же путем, как в [5, 6], обратив особое внимание на уточнение параметров ИГП для самых ранних и самых поздних звезд. При этом были дополнительно использованы результаты [5—7, 15, 17—22].

На фиг. 5 приведена ИГП по различным определениям: малые светлые кружки — определения по [1—4], большие светлые — по [5, 6], точки — наши последние определения ИГП с использованием ближайших к Солнцу звезд [14, 15, 17], звезд Плеяд [20, 24] и Гида [17, 21, 22].

Параметры ИГП, полученные в [1—4] в форме ($M_v, B - V$), были пересчитаны в (M_v, Sp) с использованием полученной нами средней зависимости ($Sp, B - V$) для звезд главной последовательности.

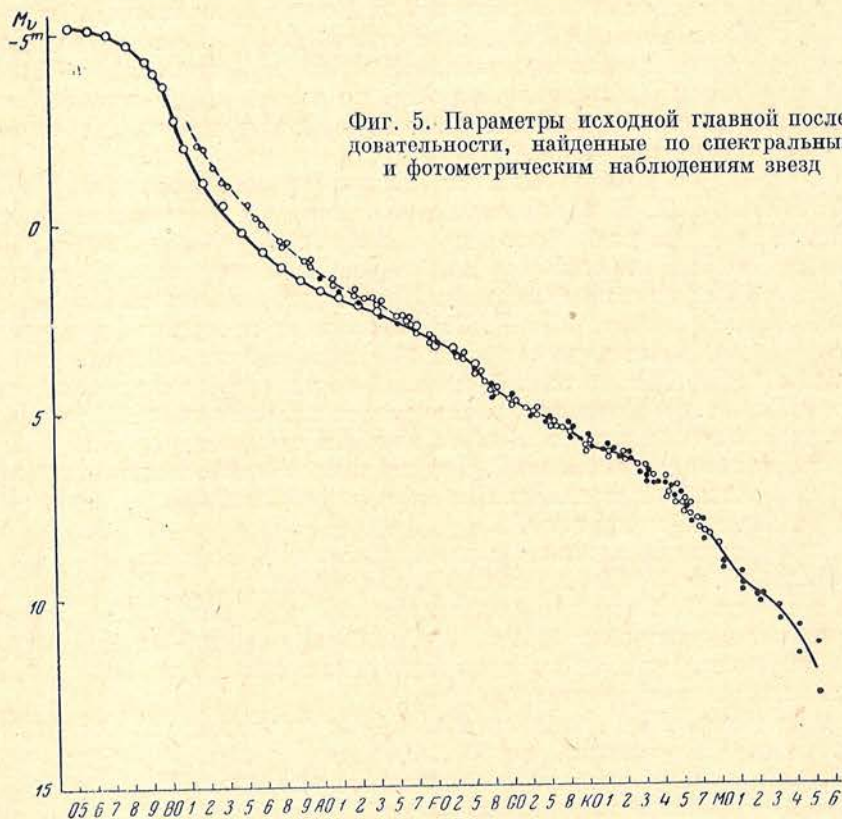
Из фиг. 5 легко видеть, что для звезд более поздних, чем A5, все методы определения параметров ИГП по спектральным и фотометрическим наблюдениям звезд дают очень хорошее согласие.

Среднее уклонение отдельных определений M_v от среднего значения $\bar{M}_v$ для данного спектрального класса составляет:

$$\begin{array}{ll} \text{для звезд A7—F8} \pm 0^m,070, & \text{для звезд M0—M2} \pm 0^m,17, \\ G0—G8 \pm 0^m,065, & M3—M5 \pm 0^m,4, \\ K0—K7 \pm 0^m,070, & \end{array}$$

Таким образом, для звезд А7 — К7 положение ИГП можно считать установленным с ошибкой всего лишь несколько сотых звездной величины, однако для звезд М ошибка оказывается существенно большей.

Для звезд более ранних, чем А5, обнаруживается заметное расхождение между параметрами ИГП, найденными, с одной стороны, в [1—4] и, с другой — в [5, 6] и в этой работе. Это расхождение нарастает по мере перехода к более горячим звездам и при В2—В6 достигает значений $0^m,8$ в M_v ; ИГП, по нашим данным, проходит на диаграмме (M_v , Sp)



Фиг. 5. Параметры исходной главной последовательности, найденные по спектральным и фотометрическим наблюдениям звезд

ниже, чем по [1—4]. Параметры ИГП, найденные в [5, 6] и в этой работе, были использованы нами в дальнейшем как более свободные от систематических ошибок.

Сопоставление ИГП, найденных в результате анализа однородных моделей внутреннего строения звезд (§ 1) и на основе фотометрических и спектроскопических наблюдений звезд и звездных скоплений (фиг. 5), представлено на фиг. 6. Здесь светлые кружки — параметры ИГП, найденные по моделям звезд. Очевидно, что два полностью независимых метода, один из которых чисто эмпирический, а второй — полуэмпирический, дают удовлетворительно согласующиеся наблюдаемые параметры ИГП.

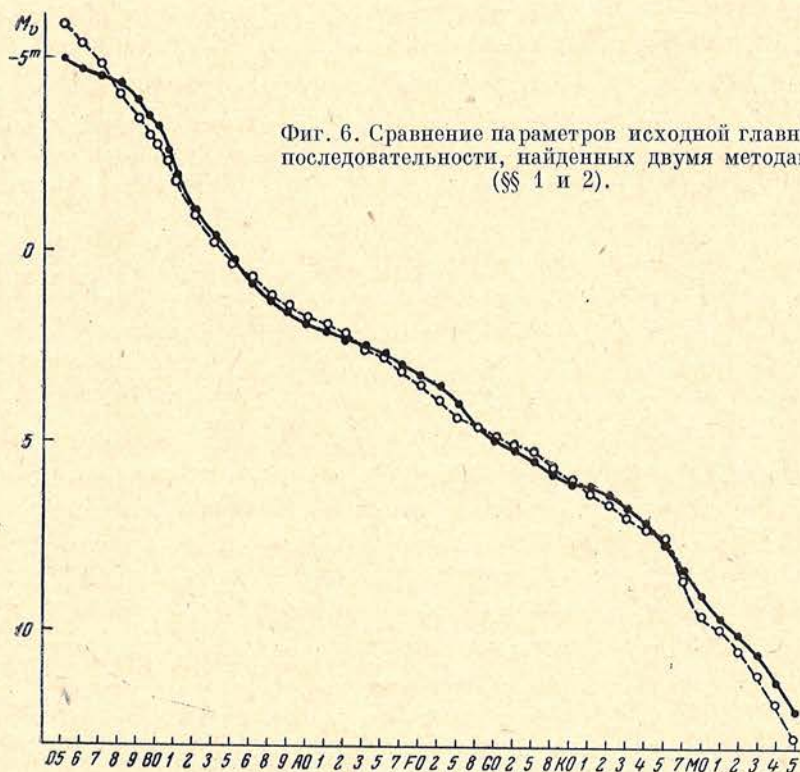
Среднее расхождение в M_v^0 , найденных двумя методами, в спектральном интервале В0—К7 составляет $0^m,15$, однако для звезд О5—В0 и М0—М5 это расхождение значительно больше и достигает $0^m,5$.

Такие большие расхождения для самых ранних и самых поздних звезд обусловлены, как нам представляется наиболее вероятным, следующими основными причинами.

Для горячих звезд это: а) низкая точность определения параметров

ИГП из наблюдений галактических скоплений и отдельных звезд для звезд более ранних, чем В0 (мало звезд О); б) некоторая неопределенность в Δm_{bol} для самых горячих звезд с $T_{\text{eff}} > 30\,000^\circ$, что сказывается при пересчете M_{bol} моделей в M_v ; в) возможная неточность шкалы T_{eff} ; г) ненадежность проведения нижней огибающей главной последовательности на диаграмме ($\lg M$, Sp) для звезд более ранних, чем О9.

Каждая из этих неопределенностей, не поддающихся точной количественной оценке, может привести к ошибкам в M_v , достигающим нескольких десятых звездной величины.



Фиг. 6. Сравнение параметров исходной главной последовательности, найденных двумя методами (§§ 1 и 2).

Для самых холодных звезд это: а) некоторая, все еще остающаяся неопределенность в Δm_{bol} для $T_{\text{eff}} < 3500^\circ$; б) возможность того, что самые холодные звезды даже в таких сравнительно старых скоплениях, как Гиady, еще находятся в стадии гравитационного сжатия; в) неопределенность, обусловленная значительными трудностями построения одно-родных моделей красных карликов типа М (см., к примеру, [14]).

Дальнейшее уточнение параметров ИГП для самых ранних и самых поздних звезд, весьма необходимое для решения ряда важных задач, должно состоять в устранении указанных неопределенностей. Отсутствие значительных систематических расхождений в параметрах ИГП, найденных двумя независимыми методами, дает нам некоторые основания взять в качестве окончательной ИГП простое среднее из результатов, полученных обоими использованными методами.

Окончательная сводка основных параметров ИГП приведена в табл. 2, где в столбцах 1—14 последовательно приводятся:

1. Спектральный класс в системе М.
2. Показатель цвета $(B - V)_0$, найденный по сводной зависимости $(\text{Sp}, B - V)$ для звезд класса светимости V.

Sp	$B - V$	$\lg M$	T_{eff}	Δm_{bol}	$\lg R$	M'_{bol}	M''_{bol}	M_{bol}	M_v	M'_v	M''_{bol}	$\overline{M}_v$	$\overline{M}_{\text{bol}}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
O5	m -0,31:	1,90:	52850°	m -3,85:	0,987	m -9,82	m -9,88	m -9,85	m -6,00:	m -5,11	m -8,96	m -5,55:	m -9,4:
6	-0,31:	1,76	49500	-3,77:	0,930	-9,24	-9,26	-9,24	-5,47	-4,81	-8,57	-5,15	-8,9:
7	-0,31:	1,60	45600	-3,67:	0,860	-8,56	-8,56	-8,56	-4,89	-4,60:	-8,27	-4,75	-8,4:
8	-0,31	1,43	40600	-3,52	0,793	-7,69	-7,66	-7,67	-4,15	-4,4:	-7,92	-4,25	-7,80
9	-0,31	1,30	35700	-3,33	0,742	-6,88	-6,85	-6,87	-3,54	-3,95	-7,28	-3,75	-7,07
9,5	-0,30	1,22	33100	-3,21	0,705	-6,38	-6,32	-6,32	-3,11	-3,60	-6,81	-3,35	-6,57
B0	-0,30	1,16	31300	-3,12	0,680	-6,02	-5,90	-5,96	-2,84	-3,30	-6,42	-3,07	-6,19
0,5	-0,29	1,09	29000	-3,01	0,640	-5,48	-5,40	-5,44	-2,43	-2,70	-5,71	-2,56	-5,58
1	-0,27	1,01	26900	-2,87	0,583	-4,84	-4,75	-4,80	-1,93	-2,00	-4,87	-1,97	-4,84
2	-0,24	0,85	22400	-2,42	0,452	-3,43	-3,40	-3,42	-1,00	-1,07	-3,49	-1,04	-3,45
3	-0,20	0,72	19000	-1,88	0,352	-2,17	-2,20	-2,19	-0,31	-0,45	-2,33	-0,38	-2,26
5	-0,17	0,61	16200	-1,37	0,280	-1,09	-1,25	-1,17	+0,20	+0,20	-1,17	+0,20	-1,17
6	-0,14	0,53	14300	-1,00	0,242	-0,34	-0,45	-0,39	+0,61	+0,68	-0,22	+0,70	-0,30
8	-0,10	0,46	12700	-0,75	0,218	+0,41	+0,28	+0,34	+1,00	+1,15	+0,40	+1,12	+0,37
9	-0,07	0,41	11500	-0,53	0,200	+0,83	+0,79	+0,81	+1,34	+1,55	+1,02	+1,45	+0,92
A0	-0,03	0,36	10450	-0,38	0,180	+1,32	+1,22	+1,27	+1,65	+1,80	+1,42	+1,72	+1,35
1	0,02	0,33	9900	-0,31	0,163	+1,58	+1,50	+1,54	+1,85	+2,00	+1,69	+1,93	+1,62
2	0,06	0,30	9480	-0,27	0,150	+1,84	+1,79	+1,81	+2,08	+2,17	+1,90	+2,12	+1,85
3	0,09	0,25	8900	-0,21	0,122	+2,25	+2,20	+2,23	+2,44	+2,40	+2,19	+2,42	+2,21
5	0,15	0,21	8450	-0,14	0,103	+2,55	+2,55	+2,55	+2,69	+2,60	+2,46	+2,65	+2,55
7	0,22	0,16	7830	-0,07	0,073	+3,00	+3,00	+3,00	+3,07	+2,87	+2,80	+2,97	+2,90
F0	0,31	0,12	7300	-0,03	0,053	+3,43	+3,43	+3,43	+3,46	+3,18	+3,15	+3,32	+3,29
2	0,36	0,08	6850	0,00	0,031	+3,73	+3,90	+3,83	+3,83	+3,48	+3,48	+3,65	+3,65
5	0,44	0,05	6500	0,00	0,011	+4,22	+4,27	+4,25	+4,25	+3,92	+3,92	+4,08	+4,08
8	0,54	0,02	6250	0,00	-0,005	+4,42	+4,55	+4,49	+4,49	+4,48	+4,48	+4,49	+4,48
G0	0,60	0,00	5900	0,00	-0,018	+4,74	+4,75	+4,75	+4,75	+4,77	+4,77	+4,76	+4,76
2	0,64 ₅	-0,02	5700	-0,02	-0,031	+4,92	+5,00	+4,96	+4,98	+5,07	+5,05	+5,02	+5,00
5	0,69	-0,04	5530	-0,05	-0,045	+5,08	+5,18	+5,13	+5,18	+5,35	+5,30	+5,27	+5,22
8	0,74 ₅	-0,07	5280	-0,11	-0,070	+5,47	+5,48	+5,47	+5,58	+5,66	+5,55	+5,62	+5,51
K0	0,84	-0,10	5130	-0,17	-0,097	+5,73	+5,75	+5,74	+5,91	+5,98	+5,81	+5,95	+5,78
1	0,86 ₅	-0,12	4900	-0,27	-0,110	+6,01	+5,95	+5,98	+6,25	+6,12	+5,85	+6,18	+5,92
2	0,89	-0,14	4750	-0,35	-0,127	+6,21	+6,15	+6,18	+6,53	+6,27	+5,92	+6,40	+6,05
3	0,97	-0,16	4600	-0,43	-0,145	+6,45	+6,45	+6,45	+6,88	+6,65	+6,22	+6,77	+6,34
4	1,09 ₈	-0,19	4420	-0,54	-0,165	+6,71	+6,65	+6,68	+7,22	+7,05	+6,51	+7,14	+6,60
5	1,18 ₈	-0,21	4130	-0,60	-0,180	+6,86	+6,85	+6,86	+7,46	+7,55	+6,95	+7,50	+6,90
7	1,35	-0,30	3920	-0,92	-0,255	+7,70	+7,65	+7,68	+8,60	+8,25	+7,33	+8,42	+7,50
M0	1,41	-0,37	3620	-1,24	-0,305	+8,27	+8,25	+8,26	+9,50	+8,95	+7,71	+9,22	+7,98
1	1,49	-0,40	3520	-1,37	-0,330	+8,53	+8,45	+8,49	+9,86	+9,62	+8,25	+9,74	+8,37
2	1,51	-0,45	3380	-1,60	-0,360	+8,83	+8,80	+8,82	+10,42	+10,00	+8,40	+10,21	+8,61
3	1,52	-0,51	3250	-1,83	-0,405	+9,26	+9,17	+9,22	+11,05	+10,48	+8,65	+10,77	+8,93
4	1,54	-0,59	3110	-2,12	-0,463	+9,69	+9,68	+9,69	+11,81	+11,25	+9,13	+11,53	+9,91
5	1,58	-0,70	3000	-2,50	-0,550	+10,28	+10,17	+10,23	+12,73	+12,0	+9,50	+12,37	+9,86

3. Логарифм массы звезды, выраженной в массах Солнца, — основной параметр звезды, по которому определялись T_{eff} , $\lg R$, M_{bol} и Sp .

4. Эффективная температура, найденная по средней зависимости ($\lg M$, $\lg T_{\text{eff}}$) (фиг. 1).

5. Болометрическая поправка, соответствующая T_{eff} из столбца 4; найдена для звезд О — F по [7], для звезд G — M — по [8, 10, 14].

6. Логарифм радиуса, найденный по средней зависимости ($\lg M$, $\lg R$) (фиг. 2).

7. Болометрическая абсолютная величина, найденная по $\lg T_{\text{eff}}$ и $\lg R$ из столбцов 4 и 6.

8. Болометрическая абсолютная величина, найденная по средней зависимости ($\lg M$, M_{bol}) (фиг. 3). Значения M_{bol} из столбцов 7 и 8 должны быть, по сути дела, очень близкими друг к другу, так как они вычислены по одним и тем же исходным данным.

9. M_{bol} — среднее из значений столбцов 7 и 8.

10. M_v , найденная по M_{bol} из столбца 9 и Δm_{bol} — из столбца 5.

11. M_v , найденная по наблюдениям звезд и звездных скоплений (фиг. 5).

12. M_{bol} , найденная по M_v из столбца 11 и Δm_{bol} — из столбца 5.

13. Среднее $\overline{M_v}$ из столбцов 10 и 11.

14. Среднее $\overline{M_{\text{bol}}}$ из столбцов 9 и 12.

В данном случае параметрами, полностью определяющими основные свойства ИГП для звезд населения I, являются Sp , $B - V$, $\lg M$, T_{eff} , $\lg R$, $\overline{M_v}$ и $\overline{M_{\text{bol}}}$.

Дальнейшее уточнение параметров исходной главной последовательности, естественно, будет иметь важное значение для решения многих вопросов космогонии, звездной астрономии и астрофизики.

Сентябрь 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. H. L. Johnson, W. A. Hiltner. *Astrophys. J.*, 123, 267, 1956.
2. A. Sandage. *Astrophys. J.*, 125, 435, 1957.
3. H. L. Johnson. *Astrophys. J.*, 126, 121, 1957.
4. H. L. Johnson, B. Iriarte. *Lowell obs. Bull.*, 4, 47, 1958.
5. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 20, 156, 1958.
6. И. М. Копылов. *Вопросы космогонии*, 7, 258, 1960.
7. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 30, 69, 1963.
8. D. M. Popper. *Astrophys. J.*, 129, 647, 1959.
9. G. Kuiper. *Astrophys. J.*, 88, 429, 1938.
10. H. L. Johnson. *Astrophys. J.*, 135, 69, 1962.
11. E. J. Polak. *Astrophys. J.*, 136, 465, 1962.
12. P. Demarque. *Astrophys. J.*, 134, 9, 1961.
13. J. M. Blackler. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 118, 37, 1958.
14. N. Limber. *Astrophys. J.*, 127, 363, 387, 1958.
15. В. Б. Никонов и др. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 17, 42, 1957.
16. Т. С. Белякина, П. Ф. Чугайнов. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 22, 257, 1960.
17. O. C. Wilson. *Astrophys. J.*, 136, 793, 1962.
18. Э. Р. Мустель и др. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 18, 3, 1958.
19. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 23, 148, 1960.
20. E. E. Mendoza. *Astrophys. J.*, 123, 54, 1956.
21. G. H. Herbig. *Astrophys. J.*, 135, N 3, 1962.
22. H. L. Johnson, R. I. Mitchell, B. Iriarte. *Astrophys. J.*, 136, 75, 1962.

О ДВУМЕРНОЙ ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТЬ — ЦВЕТ
ДЛЯ СВЕРХГИГАНТОВ

Е. Л. Ченцов

Уточнено распределение по светимости и цвету звезд Галактики, Большого Магелланова Облака и галактики М 31 с $M_v < -3^m$.

Найдено, что, кроме голубых и красных сверхгигантов, существует группа звезд промежуточного цвета, обособленная на диаграмме $[M_v, (B - V)_0]$.

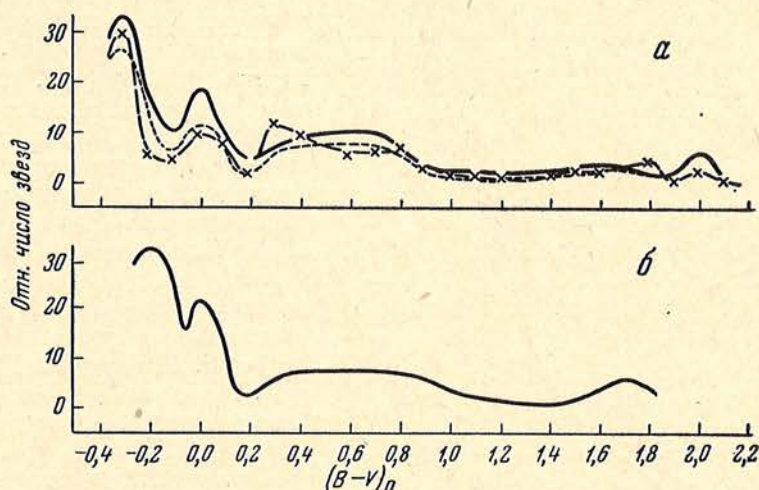
ON THE TWO-DIMENSIONAL LUMINOSITY — COLOR FUNCTION FOR SUPERGIANTS, by E. L. Chentsov. — A more precise determination has been made of the luminosity and color distribution of stars of the Galaxy, LMC and M 31 with $M_v < -3^m$. It is found that besides blue and red supergiants there are stars with intermediate color which form an isolated group in the $M_v, (B - V)_0$ diagram.

Как наблюдательные, так и теоретические исследования полосы сверхгигантов на диаграмме Герцшпрунга — Рассела дают ценный материал для изучения эволюции звезд. Очень интересны и статистические данные об относительной частоте встречаемости сверхгигантов различных светимостей и цветов. В настоящей работе сделана попытка уточнения функций светимости и цвета для звезд с абсолютной визуальной звездной величиной $M_v < -3^m$.

В современных исследованиях, таких, например, как работы Г. А. Стариковой [1], Крафта и Хилтнера [2], оценки светимостей и собственных цветов абсолютно ярких звезд основываются обычно на двумерной спектральной классификации. При этом такие непрерывные параметры, как светимость и температура (или цвет), характеризуются дискретными параметрами: спектральными классами и классами светимости. По диаграмме цвет — абсолютная величина эти классы могут распределяться неравномерно и, кроме того, неравномерно заполняться звездами вследствие различной надежности критериев классификации в разных местах диаграммы. Поэтому естественные функции светимости и цвета могут искажаться искусственными неоднородностями. Особая осторожность необходима при использовании спектров, полученных с объективной призмой. В этом случае состав так называемых натуральных групп — OB, cG и др. — может зависеть, как отмечает Морган [3], от дисперсии, качества изображений и даже от ширины спектра.

Так, например, полученная в работе Г. А. Стариковой двумерная функция светимость — цвет (см. фиг. 2 и табл. 10 из [1]) показывает в интересующей нас области сверхгигантов отсутствие звезд с $M_v \approx -6^m$, а это как раз и есть промежуток между последовательностями Ia и Ib в системе МК. Вряд ли дефицит этих звезд реален. Скорее он вызван упрощающим предположением о концентрации звезд с небольшой дисперсией около отдельных последовательностей.

Для проверки этого предположения надо сравнить распределение по M_v некоторой группы звезд с известными абсолютными величинами и сумму гауссиан, получающуюся, когда известны лишь классы светимости для этих звезд. Такое сравнение удалось проделать, используя определения M_v для ранних, до F0, сверхгигантов, взятые из работ И. М. Копылова [4, 5], а для поздних (G, K, M) — из работы Вилсона и Башпу [6]. Для этой цели привлекалась также двухцветная фотометрия звезд скоплений и общего поля Большого Магелланова Облака. Оказалось, что провал между последовательностями Ia и Ib отсутствует. Сверхгиганты отдельных группировок, в зависимости, вероятно, от возраста, могут предпочитать светимости около $M_v = -7^m$ или -6^m , или -5^m . Для



Фиг. 1. Функции цвета для сверхгигантов Ia — Ib

а — по данным Г. А. Стариковой [1] (штриховая линия и крестики), по нашему сводному каталогу (жирная линия) и по классификации с объективной призмой (пунктир) использована зависимость цвет — спектр из работы [1]; б — по всему материалу с учетом зависимости цвет — спектр, принятой в данной работе

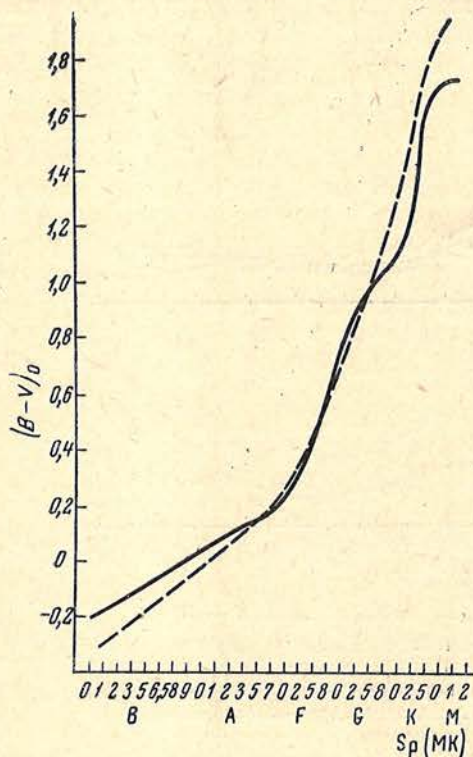
общего же поля, по-видимому, следует считать полосу сверхгигантов, заполненной непрерывно, по крайней мере, от $M_v = -5^m$ до $M_v = -7^m, 5$.

Так как функция светимости определена в работе [1] по звездам до $V = 6^m$ очень тщательно, с учетом межзвездного поглощения, галактической концентрации, изменения пространственной плотности с расстоянием от Солнца, то можно ее принять с указанной выше поправкой. Что касается функции цвета (для сверхгигантов Ia и Ib показана на фиг. 1, а), то она определена менее надежно. Заметны некоторые колебания числа звезд вдоль полосы сверхгигантов. Например, звезды с $(B - V)_0 = 0^m, 2$ (т. е. A5 — A7) встречаются, по крайней мере, в 3—4 раза реже, чем с соседними значениями цветов. Однако полной уверенности в этом нет, так как число исследованных звезд классов светимости Ia и Ib мало — всего 126.

С целью уточнения функции цвета на большем материале нами были собраны в каталог данные о 950 сверхгигантах. В основном — это звезды, классифицированные Морганом, Кодом и Уитфордом [7] (спектральные классы O, B, A) и Байделманом [8] (классы F, G, K). Наш каталог полон примерно до $V = 7^m$ и содержит около половины звезд $8^m - 9^m$. Это подтверждается сравнительными подсчетами в общих площадках звезд нашего сводного каталога и каталогов, заведомо полных

до 11^m , составленных на Крымской астрофизической обсерватории Э. С. Бродской [9], И. И. Проник [10] и Л. П. Метик [11]. Остается некоторая неуверенность в полноте звезд класса А, собранных из разрозненных источников. Это обстоятельство отмечено на фиг. 1, а разрывом жирной линии, изображающей функцию цвета Ia — Ib-звезд, построенную по данным сводного каталога.

Для уточнения области поздних подклассов А — предполагаемого места одного из минимумов функции цвета — дополнительно использовались



Фиг. 2. Зависимость нормального цвета Ia— Ib-звезд от спектрального типа, принятая в [1] (штриховая кривая) и в настоящей работе (сплошная кривая)

некоторые списки звезд, классифицированных с объективной призмой. Около 450 сверхгигантов от B0 до G0 выявлено в совместной работе обсерваторий Бергедорфской и Уорнер и Суэзи [12, 13]. Данные о том, какой процент в группах OB+, OB, OB-, принятых в этой работе, составляют звезды различных спектральных типов и светимостей, были взяты из статьи Слеттебака и Штока [14]. Привлекалась и двумерная классификация звезд поздних спектральных классов, выполненная Р. А. Бартая и Е. К. Харадзе [15] и Мак-Каски [16]. Все определения приводились к системе МК.

Предельные фотографические звездные величины, данные в этих каталогах, приводились к визуальной системе введением соответствующих поправок. Этот дополнительный материал дал функцию цвета, изображенную на фиг. 1, а пунктиром.

Все три кривые фиг. 1, а показывают одни и те же характерные особенности: быстрое спадание числа звезд при уда-

лении от главной последовательности, минимум при $(B - V)_0 = -0^m,15$, т. е. около B6,5, затем — подъем и новый минимум около $(B - V)_0 = +0^m,2$ или A5 — A7; далее число звезд довольно велико — до $(B - V)_0 = 0^m,9$ (G3), и, наконец, немногие красные сверхгиганты концентрируются у $(B - V)_0 = 1^m,6$ (K3) и у $(B - V)_0 = 2^m,0$ (M1 — M2).

Для более удобного сравнения полученных нами результатов с результатами работы Г. А. Стариковой [1] мы воспользовались принятой там зависимостью цвет — спектр (фиг. 2, пунктир). Уточненная зависимость в соответствии с данными о нормальных цветах сверхгигантов В, А И. М. Копылова [17] и сверхгигантов F, G, K Крафта и Хилтнера [2] нанесена на фиг. 2 сплошной линией. Переход от спектральных классов к цветам по уточненной зависимости и усреднение по всему имеющемуся материалу приводят к несколько измененной функции цвета, которая изображена на фиг. 1, б. Как видно из сравнения с фиг. 1, а, минимум функции при $(B - V)_0 = -0^m,05$ стал острее, а в области красных сверхгигантов

остался лишь один максимум около $(B - V)_0 = 1^m,7$. Последнее обусловлено изгибами новой редукционной кривой (фиг. 2) в районе $0^m,8 < (B - V)_0 < 1^m,8$, приводящими к сглаживанию функции цвета в этой области.

Но можно ли считать кривую, приведенную на фиг. 1, б, достаточно свободной от искажающих эффектов спектральной классификации, о которых говорилось выше? Легче всего ответить на этот вопрос, построив функцию цвета непосредственно, по известным собственным цветам. Такую возможность представляют многочисленные фотометрические обзоры Магеллановых Облаков, особенно Большого Облака (Б. М. О.), в основном состоящего из населения типа I. Действительно, если пренебречь размерами этой галактики по сравнению с расстоянием до нее и исключить межзвездное поглощение, то можно считать, что распределение звезд на диаграмме цвет — величина характеризует двумерную функцию светимости — цвет.

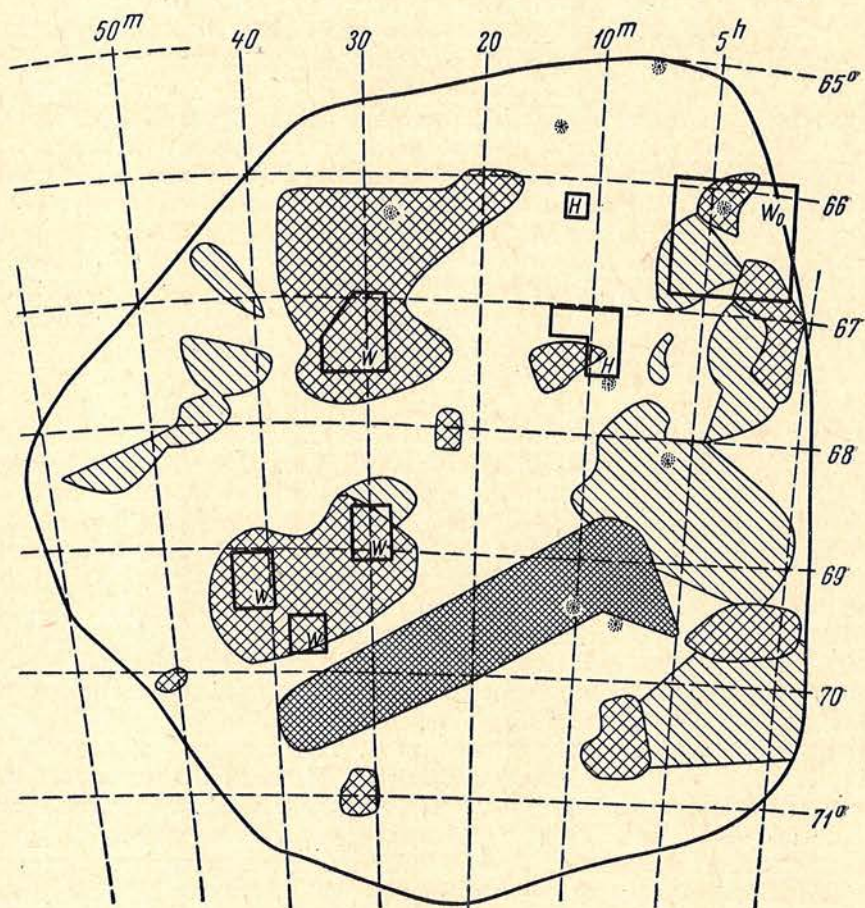
В настоящее время нет оснований считать звезды Б. М. О. сильно отличающимися от звезд нашей Галактики [18, 19]. Однако распределение звезд по светимостям и цветам заметно отличается в разных частях Облака. Еще в 1931 г. Шепли [20] разбил Б. М. О. на несколько различных областей: от богатых сверхгигантами «зон скоплений» (где функция светимости ближе к «исходной функции» Салпетера — Сэндиджа [21], чем к стандартной функции в окрестностях Солнца) до периферийных зон, почти лишенных сверхгигантов. Необходимо сравнить между собой фотометрию разных частей Облака и в качестве окончательной функции светимости — цвет взять взвешенное среднее, учитывающее (по Шепли) различные площади этих частей.

В зоны скоплений попадают площадки, входящие в фотометрический обзор Вестерлунда [22] (обозначены буквой W на фиг. 3), на периферию Облака — площадки Ходжа [23] (отмечены буквы H); площадка Вулли [24] (обозначена W_0) занимает промежуточное положение.

При анализе диаграмм $(V, B - V)$ Б. М. О. очень труден учет влияния звезд умеренной светимости — членов нашей Галактики. Многие авторы принимают за членов Галактики и отбрасывают все звезды с $+0^m,5 \leq B - V \leq 1^m,5$. Однако спектроскопические исследования Фиста, Таккери и Весселинка [19], Ференбаха и Дюффо [25, 26] доказывают существование в Б. М. О. многочисленных сверхгигантов промежуточного цвета. Мы оценивали число звезд Галактики различных V по работе Ван Райна [27], переводя табличные значения из фотографической в визуальную шкалу с помощью средних показателей цвета, выведенных Сирсом [28] и уточненных по новым данным. Привлекались также подсчеты звезд в атласе Магеллановых Облаков [29] и оценка числа звезд Галактики, сделанная Вулли [24] по собственным движениям. Кроме того, погрешности, связанные с учетом фона Галактики, можно снизить, переходя от звездных полей к компактным группировкам, так как при этом уменьшается их доля по сравнению с членами Б. М. О. Поэтому был обработан содержащийся в работе Вестерлунда [22] фотометрический материал по двум десяткам скоплений и ассоциаций Б. М. О.

Распределение звезд галактического фона по цветам было получено из фотометрических обзоров Эльвиуса [30] и Таммана [31] в площадках с той же средней галактической широтой, что и у Б. М. О.

На фиг. 4 показаны средние по всему Облаку функции цвета для разных V и соответствующих им M_v (модуль расстояния взят равным $18^m,7$). Отчетливо видно их сходство с функцией цвета сверхгигантов нашей Галактики (пропадает только провал при $(B - V)_0 = -0^m,05$, видимо, неразличимый в шкале $(B - V)_0$ из-за своей узости). Реальность такого распределения звезд Б. М. О. по цветам подтверждается материалом каталогов HD и HDE [32], где классифицированы все звезды до $m_{rg} = 12^m$,



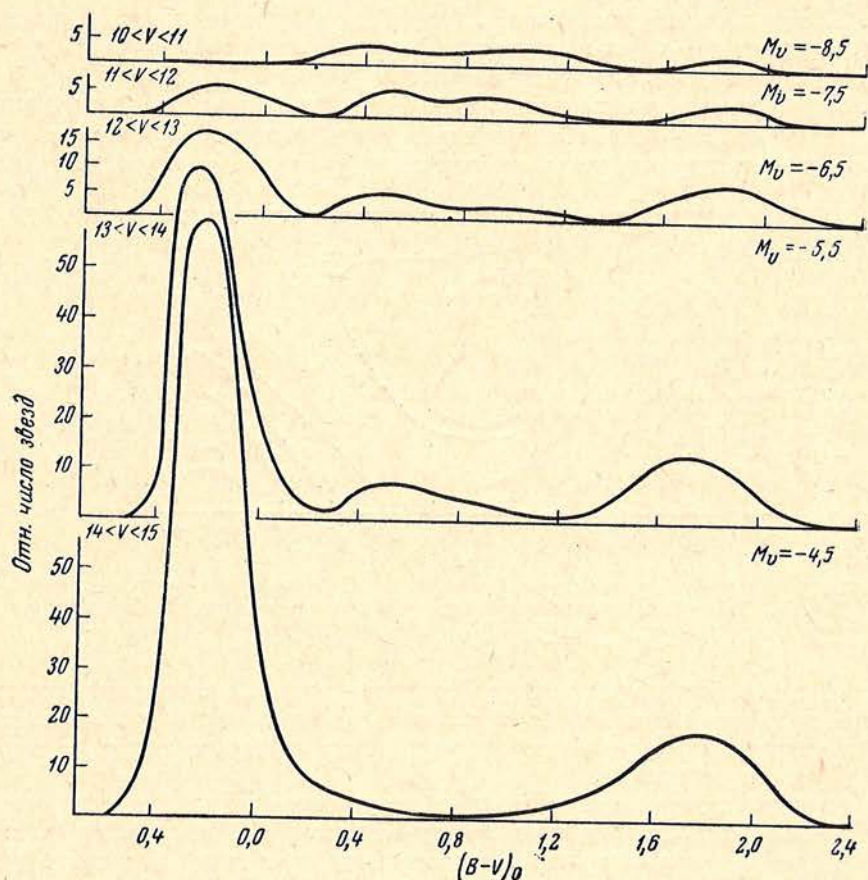
Фиг. 3. Схематическая карта Б.М.О. (по [20]) с указанием площадок Вестерлунда [22] (W), Вулли [24] (W_0) и Ходжа [23] (H)

в квадрате площадью около 36 кв. градусов в Б. М. О. и в окружающей его области сравнения. Судя по подсчетам Вокулера (см. [18]), Облако продолжается и в этой области сравнения, так, что, основываясь на ней, мы вычтем не только все звезды фона, но и часть звезд Облака. И даже после такой операции получается, что функция цвета имеет тот же вид, как на фиг. 4.

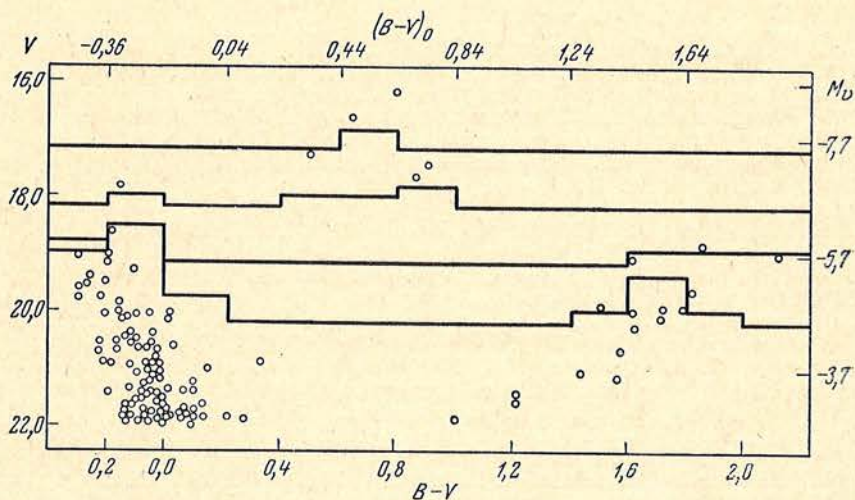
Наконец, еще одно независимое указание о распределении сверхгигантов по цвету и светимости дает двухцветная фотометрия примерно 500 звезд на южной окраине галактики М 31, выполненная Бааде и Суоп [33]. Звезды фона в этой работе можно учесть гораздо увереннее, чем в Магеллановых Облаках, так как здесь приводятся результаты специального фотографирования контрольного поля по соседству с М 31. На фиг. 5 представлена диаграмма (V , $B - V$) для четырех ассоциаций из исследованной области (фон исключен).

На этой же фигуре даны несколько гистограмм для различных абсолютных величин. Эти функции похожи на полученные для Б. М. О. и для нашей Галактики.

Итак, можно говорить о следующих особенностях распределения сверхгигантов по диаграмме цвет — абсолютная величина (на фиг. 6 они изображены схематически для Б. М. О. и М 31).



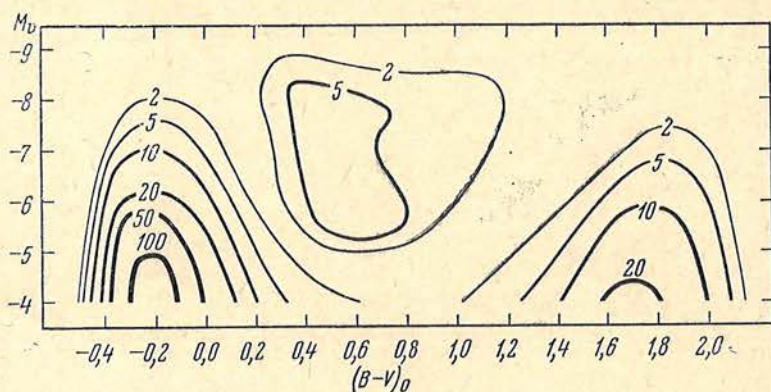
Фиг. 4. Зависимость относительного числа звезд Б.М.О. от цвета и абсолютной величины



Фиг. 5. Диаграмма цвет — величина для четырех ассоциаций галактики М 31 по [33]. Фон исключен. Гистограммы соответствуют $M_v = -8^m,0, -7^m,0, -6^m,0, -5^m,0$

1. Кроме главной последовательности и последовательности красных звезд, существует группа сверхгигантов промежуточного цвета, отделенная от них небольшими провалами.

2. При перемещении по диаграмме от больших светимостей к меньшим сначала (у $M_v \approx -8^m$) обнаруживаем только звезды промежуточного цвета, затем главную последовательность и группу звезд промежуточного



Фиг. 6. Схема распределения сверхгигантов по цвету и абсолютной величине (диаграмма Гесса) для Б. М. О. и М 31

цвета, далее наблюдаются все три группы — главная последовательность, звезды промежуточного цвета и красные, наконец, остаются лишь главная последовательность и последовательность красных звезд, разделенные широким провалом.

Последнее хорошо согласуется с результатами ревизии светимостей Ia-, Ia-b-, Ib-звезд, проведенной Шмидт-Калером [34] по сверхгигантам — членам рассеянных скоплений и ассоциаций нашей Галактики.

В заключение выражаю признательность И. М. Копылову за руководство и Л. Н. Шваюк за помощь при выполнении данной работы.

Декабрь 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. Г. А. Старикова. Астрон. ж., 37, 476, 1960.
2. R. P. Kraft, W. A. Hiltner. Astrophys. J., 134, 850, 1961.
3. W. W. Morgan. Publ. Obs. Univ. Michigan, 10, 33, 1950.
4. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 56, 1958.
5. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 148, 1960.
6. O. C. Wilson, M. K. Vappu. Astrophys. J., 125, 661, 1957.
7. W. W. Morgan, A. D. Code, A. E. Whitford. Astrophys. J. Suppl., 2, 41, 1955.
8. W. P. Bidelman. Publ. Astron. Soc. Pacific, 69, 147, 326, 1957.
9. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 14, 3, 1955.
10. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 208, 1958.
11. Л. П. Метик. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 60, 1960.
12. J. Hardorp, K. Röhlfs, A. Slettebak, J. Stock. Luminous stars in the Northern Milky Way, I. Hamburg-Bergedorf, 1959.
13. J. Stock, J. J. Nassau, C. B. Stephenson. Luminous stars in the Northern Milky Way, II. Hamburg-Bergedorf, 1960.
14. A. Slettebak, J. Stock. Z. Astrophys., 42, 67, 1957.
15. Р. А. Бартая, Е. К. Харадзе. Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс., № 26, 35, 1961; № 28, 161, 1962.
16. S. W. McCuskey. Astrophys. J. Suppl., 2, 75, 1955; 2, 271, 1956; 4, 1, 1959.
17. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 41, 1958.
18. W. Buscombe, S. C. B. Gascoigne, G. de Vaucouleurs. Austral. J. Sci., 17, N 3, Suppl., 1954.
19. M. W. Feast, A. D. Thackeray, A. J. Wesselink. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 121, 337, 1960.

20. H. Shapley. Bull. Harvard Col. Obs., N 881, 1, 4, 1931.
 21. A. Sandage. Stellar populations. (Ed. D. J. K. O'Connell), 1958, p. 75.
 22. B. Westerlund. Uppsala Astron. Obs. Ann., 5, N 1, 1961.
 23. P. W. Hodge. Astrophys. J. Suppl., 6, 235, 1961.
 24. R. v. d. Woolly. Roy. Obs. Bull., N 66, 1963.
 25. Ch. Fehrenbach, M. Duflot. C. R. Acad. Sci., 254, N 8, 1380, 1962.
 26. M. et A. Duflot, Ch. Fehrenbach. J. Observateurs, 46, 109, 1963.
 27. P. J. Van Rhijn. Publ. Kapteyn Astr. Lab., N 43, 1929.
 28. Fr. H. Sears. Astrophys. J., 61, 141, 1925.
 29. S. C. B. Gascoigne, B. Westerlund. Atlas of the Magellanic Clouds.
Uppsala — Mt. Stromlo, 1962.
 30. T. Elvius. Stockh. Obs. Ann., 16, N 4, 1951; 18, N 7, 1955; 21, N 2, 1960.
 31. G. A. Tammann. Z. Astrophys., 57, 1, 1963.
 32. A. J. Cannon. Ann. Harvard Col. Obs., 100, N 6, 205, 1963.
 33. W. Baade, H. H. Swope. Astron. J., 68, 435, 1963.
 34. T. Schmidt-Kaler. Sterne, 38, 220, 1962.
-

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА Of-ЗВЕЗД

Р. Н. Кумайгородская

Изучены количественные (фиг. 2 и 3) и качественные (фиг. 4—8) зависимости интенсивностей эмиссионных линий H_{α} , λ 5696 C III, λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III от температуры и светимости в спектрах 13 Of-звезд (табл. 1). Всего получено 110 спектрограмм с дисперсией 33 Å/мм на дифракционном спектрографе 1220-мм телескопа Крымской астрофизической обсерватории.

Предварительно были определены спектральные классы изучаемых звезд (табл. 1, столбец 6). Наблюдаемые эквивалентные ширины W_{λ} трех из пяти изучаемых эмиссионных линий λ 4686 He II, λ 4641 N III и λ 4634 N III были исправлены за абсорбционные линии по двум независимым друг от друга методам (табл. 2).

Получена количественная зависимость между $[W_{\lambda}]$ λ 4686 He II и $\Sigma [W_{\lambda}]$ линий λ 4641 N III и λ 4634 N III, свидетельствующая о синхронном изменении интенсивностей этих эмиссионных линий.

В результате изучения рассмотренных зависимостей получены следующие выводы:

1. С ростом светимости при данной температуре эквивалентные ширины всех эмиссионных линий Of-звезд увеличиваются.

2. Однако с ростом температуры при данной светимости изменение эквивалентных ширин эмиссионных линий происходит по-разному: в линии λ 4686 He II по-одному и в линиях λ 4641 N III, λ 4634 N III, H_{α} и λ 5696 C III — по-другому. Это дает возможность условно разбить Of-звезды высокой светимости по виду эмиссионного спектра на две группы, которым соответствуют разные средние значения температур.

Основными параметрами, определяющими характер эмиссионного спектра в Of-звездах, являются температура и светимость, а также физические характеристики самой оболочки этих звезд.

Сравнение контуров в спектральной области вблизи линии λ 4686 He II (включая саму линию) для звезд WR и Of, а также данные об эмиссионной линии λ 5696 C III в этих звездах подтверждают, что Of-звезды действительно можно разбить на две группы или даже последовательности: азотную и углеродную подобно звездам WR. По-видимому, процессы, ответственные за эмиссионные линии в звездах WR и Of, в принципе имеют много общего, но в Of-звездах они протекают в гораздо меньших масштабах.

Поскольку азотные Of-звезды горячее, чем углеродные Of-звезды, то, перенося аналогию на звезды WR, можно считать, что звезды WN горячее, чем звезды WC, что согласуется с высказываниями Андерхилл [14].¹

SOME PROPERTIES OF EMISSION SPECTRA OF Of STARS, by *R. N. Kumai-gorodskaya*.— Quantitative (figs. 2, 3) and qualitative (figs. 4—8) dependences of the H_{α} , λ 5696 C III, λ 4686 He II, λ 4641 N III and λ 4634 N III emission line intensities on temperature and luminosity have been studied for 13 Of stars (table 1). Altogether 110 spectrograms with a dispersion of 33 Å/mm were obtained with the 1220 mm telescope of the Crimean Astrophysical Observatory. The spectral types of the stars (column 6,

table 1) were determined beforehand. The observed equivalent widths W_λ of λ 4686 He II, 4641 N III and 4634 N III were corrected for absorption lines using two independent methods (table 2).

The quantitative dependence obtained between $[W_\lambda]$ for λ 4686 and $\Sigma [W_\lambda]$ for λ 4641 N III and λ 4634 N III is evidence of synchronous variations of the intensities of these emission lines.

Results of the study of the above dependences lead to the following conclusions:

1. The equivalent widths of all the emission lines of Of stars increase with increasing luminosity at a given temperature.

2. However with increasing temperature at a given luminosity the variations of the equivalent width of λ 4686 He II differs from that of the other lines considered. This enables a conventional division of high luminosity Of stars according to their emission spectra into 2 groups, which correspond to different mean temperatures.

The main parameters, defining the character of the emission spectrum of Of stars, are the temperature, luminosity and physical characteristics of the envelope.

A comparison of the profiles in the spectral region near λ 4686 He II (including the line itself) for WR and Of stars and also data on the emission line λ 5696 C III confirm that Of stars can be divided into two groups or even sequences: nitrogen and carbon, similar to those of WR stars. Evidently the processes responsible for emission lines in WR and Of stars principally have much in common. However in Of stars they proceed on a much smaller scale.

As nitrogen Of stars are hotter than carbon Of stars it can be assumed that similarly for WR stars the WN stars are hotter than the WC stars, which is in agreement with Underhill [14].

Настоящая работа является продолжением начатого в Крымской астрофизической обсерватории спектрофотометрического исследования Of-звезд [1, 2]. Поскольку в работе проводится также сравнение отдельных деталей эмиссионного спектра этих звезд со спектрами звезд WR, то необходимо вкратце остановиться на их некоторых общих свойствах.

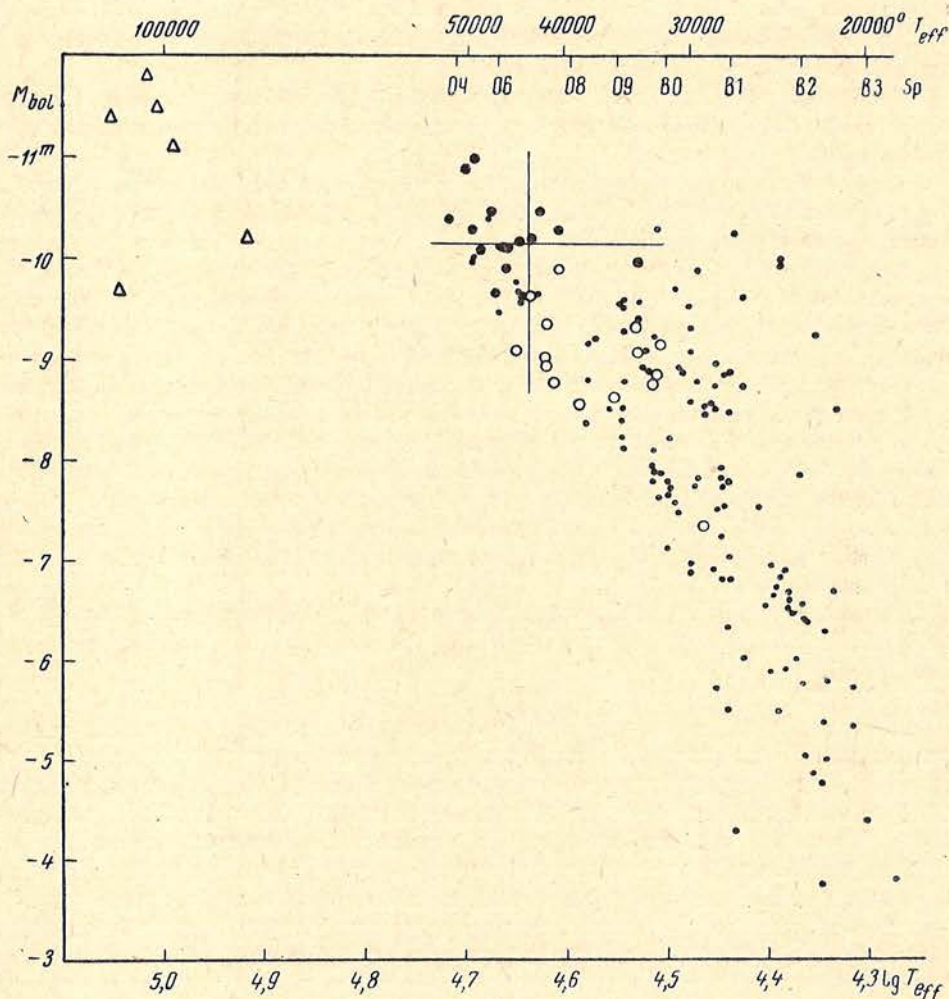
Звезды WR и Of принадлежат к группе горячих звезд с эмиссионными линиями в спектре. Эмиссионные линии в спектрах этих звезд принадлежат тем же самым элементам, находящимся примерно в тех же стадиях ионизации, в каких они представлены и в абсорбционных спектрах звезд той же температуры. Поэтому принято считать, что эмиссионные линии образуются в весьма протяженных оболочках этих звезд, где они могут возникать, в частности, в результате флуоресценции. (Звезды WR и Of относят к группе звезд с расширяющимися оболочками.)

Среди горячих массивных звезд эти звезды являются самыми яркими (хотя по видимой величине они довольно слабы). Взаимное расположение звезд WR и Of на диаграмме Гертцшпрунга — Рассела в координатах M_{bol} , $\lg T_{eff}$ дано на фиг. 1. M_{bol} и T_{eff} для звезд O5 — B3 вычислены по данным И. М. Копылова [3, 4], для звезд WR — взяты из работы С. В. Рублева [5]. Линия λ 4686 He II в звездах Of с явной эмиссией в линиях $\lambda\lambda$ 4641—34 N III наблюдается либо в эмиссии, либо частично замыывается эмиссией.

На фиг. 1 наглядно видно, что звезды WR и Of — наиболее горячие и наиболее яркие звезды, причем M_{bol} у обеих групп звезд в среднем почти одинаковы.

Некоторые свойства Of-звезд уже описаны в одной из работ автора [1]. Of-звезды — это сверхгиганты спектральных классов O4,5 — O9,5 с нестационарными атмосферами и переменными спектрами. Наиболее интенсивными эмиссионными линиями, на основании которых эти звезды относят к типу Of, являются H_α , H_β , λ 5696 C III, λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III.

Несмотря на целый ряд исследований, посвященных O-звездам, физические особенности атмосфер Of-звезд изучены еще недостаточно.



Фиг. 1. Диаграмма Гертцшпрунга — Рессела в интервале спектральных классов O4—B3
Треугольники — звезды WR; темные кружки — звезды с явной эмиссией в линиях $\lambda\lambda 4641-34$ N III
светлые кружки — звезды со слабыми признаками эмиссии в этих линиях

Одним из первоочередных направлений, в котором следует вести исследование этих звезд, является детальное изучение зависимости интенсивностей эмиссионных линий и, в частности, H_{α} , $\lambda 5696$ C III, $\lambda 4686$ He II и $\lambda\lambda 4641-34$ N III от температуры и светимости. Детальное количественное изучение характера таких зависимостей важно для исследования физических условий в оболочках Of-звезд, а также для анализа механизмов образования эмиссионных линий в их спектрах.

Изучением зависимости интенсивностей эмиссионных линий от температуры в спектрах Of-звезд, по существу, никто не занимался. Что касается изучения зависимости интенсивностей этих линий от светимости, то для $\lambda\lambda 4641-34$ N III она была установлена по нескольким звездам Слеттебаком [6]. С увеличением светимости интенсивность этих эмиссионных линий возрастает. Однако Слеттебак построил эту зависимость для звезд в сравнительно широком интервале спектральных классов (от O5 до O8 включительно). Кроме того, он не исправлял эквивалентные ширины эмиссионных линий за нижележащие абсорбционные линии. Наличие свя-

зи интенсивности рассматриваемых линий и светимости следует и из работ [2] и [7], где представлены качественные зависимости интенсивности $\lambda\lambda$ 4641—34 N III от светимости. В [7] найдена еще аналогичная зависимость для эмиссионной линии λ 5696 C III, интенсивность которой также растет с увеличением светимости.

Изучению рассматриваемых зависимостей и посвящена данная работа. С этой целью в 1961 г. на дифракционном спектрографе 1220-мм телескопа Крымской астрофизической обсерватории были начаты спектрографические наблюдения целого ряда Of-звезд. Спектрограммы получались на пластинках Eastman Kodak 103a-O, а для некоторых звезд — на 103a-F. Спектрограммы охватывают соответственно спектральные области от H_{β} до $\sim 3500 \text{ \AA}$ и от H_{α} до $\sim H_{\beta}$ и имеют дисперсию $33 \text{ \AA/мм}$. Для 13 из наблюдаемых нами звезд (табл. 1), в основном выбранных вдоль двух разрезов на диаграмме Гертцшпрунга — Рассела (один — по температуре, второй — по светимости, отмеченных на фиг. 1 соответственно горизонтальной и вертикальной линиями), получено 110 спектрограмм. Для каждой изучаемой спектральной области обычно получалось по несколько спектрограмм. Некоторые интересные в том или ином отношении звезды (9 Sge, α Cam, HD 190429 N) наблюдались повторно — в разные сезоны наблюдений или дважды в течение одного сезона). Разрез «по температуре» включает 8 звезд, расположенных в интервале спектральных классов от O4,65 до O9,35 и в довольно узком интервале абсолютных визуальных величин (от $-6^m,46$ до $-7^m,11$). Разрез «по светимости» включает 11 звезд O6—O8, абсолютные величины которых заключены в пределах от $-5^m,26$ до $-6^m,92$. Предварительное изучение вида зависимости интенсивностей вышеуказанных эмиссионных линий от температуры позволяет нам при изучении разреза «по светимости» брать звезды «по температуре» в пределах двух спектральных подклассов. Оба изучаемых разреза имеют ряд общих звезд.

Изучение вида зависимости интенсивностей исследуемых эмиссионных линий от температуры и светимости затрудняется тем, что их интенсивность меняется со временем сложным и неправильным образом [1,8—11]. Влияние этих изменений можно в какой-то мере исключить путем усреднения за несколько дат. Кроме того, можно показать, что такие изменения интенсивностей эмиссионных линий будут заметно меньше, чем ожидаемые изменения этих интенсивностей со светимостью и спектральным классом [1]. Правда, могут иметь место и отдельные исключения. Так, например, у звезд HD 108, 9 Sge линии могут значительно менять свою яркость [12]. Можно считать, что такие изменения интенсивностей эмиссионных линий могут внести дополнительную дисперсию в зависимости интенсивностей этих линий от температуры и светимости.

Обработка эмиссионных линий H_{α} , λ 5696 C III, λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III с прилегающими к ним участками непрерывного спектра (см. фиг. 4, 6, 7) была проведена шотландским методом [13], уже применявшимся нами в работах [1, 2]. Правда, этот метод здесь несколько видоизменен: записи в почернениях переводились с помощью характеристических кривых в записи $\lg I$, затем усреднялись за несколько дат, и уже по усредненной кривой $\lg I$ уверенно проводилась линия непрерывного спектра. Окончательные результаты представлены в интенсивностях I .

Прежде чем строить окончательные количественные зависимости интенсивностей изучаемых эмиссионных линий от спектрального класса и абсолютной визуальной величины (значения последней взяты из [3]), была проделана следующая работа.

1. На основе эквивалентных ширин абсорбционных линий в спектрах изучаемых звезд была уточнена их количественная спектральная классификация, так как у некоторых звезд можно ожидать изменения спектров со временем. Критерии для классификации были взяты из работы [3].

Таблица 1

HD	Звезда	m_v	Sp(MK)	SpII	Sp	M_v	Дата наблюдений		
							$H_\beta \propto 3500\text{\AA}$	$H_\alpha \propto H_\beta$	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	
190429N		m 6,64	O5f	O4,60	O4,65	m_s^* -7,11	$\left\{ \begin{array}{l} 21.VIII \ 61 \ 3 \ 25^{h \ m} \\ 23.V \ 62 \ 55, \ 30, \ 35^{m \ m} \\ 8.VIII \ 62 \ 35, \ 35^{m \ m} \end{array} \right\}$ 18.VIII 62 20,15, 16, 10 ^m	$\left\{ \begin{array}{l} 16.XI \ 63 \ 3 \ 50^{h \ m} \\ 20.XI \ 63 \ 4 \ 30^{h \ m} \end{array} \right\}$	
199579		6,01	O6f	O7,45	O6,00	-5,47	$\left\{ \begin{array}{l} 25.X \ 61 \ 17, 10, 10^{m \ m} \\ 26.X \ 61 \ 7^{m \ m} \\ 29.I \ 62 \ 30, \ 30, \ 30^{m \ m} \end{array} \right\}$ $\left\{ \begin{array}{l} 8.X \ 62 \ 3 \ 10^{h \ m} \\ 40.X \ 62 \ 2 \ 55, \ 3 \ 30^{h \ m} \\ 26.X \ 62 \ 2 \ 40^{h \ m} \end{array} \right\}$ $\left\{ \begin{array}{l} 8.XII \ 61 \ 2 \ 35; \ 9.I62 \ 2 \ 30^{h \ m} \\ 11.I \ 62 \ 2 \ 25, \ 2 \ 35^{h \ m} \\ 23.I62 \ 3^{h \ m} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 18.VII \ 63 \ 2 \ 45^{h \ m} \\ 12.VII \ 63 \ 2 \ 30^{h \ m} \\ 6.IX \ 61 \ 1 \ 30^{h \ m} \\ 25.X \ 61 \ 1 \ 40, 1 \ 45^{h \ m} \\ 26.X \ 61 \ 1 \ 15^{h \ m} \end{array} \right\}$	
210839	λ Cep	5,19	O6f	O6,35	O6,20	-6,46	$\left\{ \begin{array}{l} 25.X \ 61 \ 17, 10, 10^{m \ m} \\ 26.X \ 61 \ 7^{m \ m} \\ 29.I \ 62 \ 30, \ 30, \ 30^{m \ m} \end{array} \right\}$ $\left\{ \begin{array}{l} 8.X \ 62 \ 3 \ 10^{h \ m} \\ 40.X \ 62 \ 2 \ 55, \ 3 \ 30^{h \ m} \\ 26.X \ 62 \ 2 \ 40^{h \ m} \end{array} \right\}$ $\left\{ \begin{array}{l} 8.XII \ 61 \ 2 \ 35; \ 9.I62 \ 2 \ 30^{h \ m} \\ 11.I \ 62 \ 2 \ 25, \ 2 \ 35^{h \ m} \\ 23.I62 \ 3^{h \ m} \end{array} \right\}$		
190864		7,83	O6f	O6,35	O6,25	-6,46	$\left\{ \begin{array}{l} 25.X \ 61 \ 17, 10, 10^{m \ m} \\ 26.X \ 61 \ 7^{m \ m} \\ 29.I \ 62 \ 30, \ 30, \ 30^{m \ m} \end{array} \right\}$ $\left\{ \begin{array}{l} 8.X \ 62 \ 3 \ 10^{h \ m} \\ 40.X \ 62 \ 2 \ 55, \ 3 \ 30^{h \ m} \\ 26.X \ 62 \ 2 \ 40^{h \ m} \end{array} \right\}$ $\left\{ \begin{array}{l} 8.XII \ 61 \ 2 \ 35; \ 9.I62 \ 2 \ 30^{h \ m} \\ 11.I \ 62 \ 2 \ 25, \ 2 \ 35^{h \ m} \\ 23.I62 \ 3^{h \ m} \end{array} \right\}$		
408		7,36	O8fp	O7,30	O6,40	-6,92	$\left\{ \begin{array}{l} 25.X \ 61 \ 17, 10, 10^{m \ m} \\ 26.X \ 61 \ 7^{m \ m} \\ 29.I \ 62 \ 30, \ 30, \ 30^{m \ m} \end{array} \right\}$ $\left\{ \begin{array}{l} 8.X \ 62 \ 3 \ 10^{h \ m} \\ 40.X \ 62 \ 2 \ 55, \ 3 \ 30^{h \ m} \\ 26.X \ 62 \ 2 \ 40^{h \ m} \end{array} \right\}$ $\left\{ \begin{array}{l} 8.XII \ 61 \ 2 \ 35; \ 9.I62 \ 2 \ 30^{h \ m} \\ 11.I \ 62 \ 2 \ 25, \ 2 \ 35^{h \ m} \\ 23.I62 \ 3^{h \ m} \end{array} \right\}$		
192639		7,02	O8f	O7,45	O6,90	-6,65	$\left\{ \begin{array}{l} 25.X \ 61 \ 17, 10, 10^{m \ m} \\ 26.X \ 61 \ 7^{m \ m} \\ 29.I \ 62 \ 30, \ 30, \ 30^{m \ m} \end{array} \right\}$ $\left\{ \begin{array}{l} 8.X \ 62 \ 3 \ 10^{h \ m} \\ 40.X \ 62 \ 2 \ 55, \ 3 \ 30^{h \ m} \\ 26.X \ 62 \ 2 \ 40^{h \ m} \end{array} \right\}$ $\left\{ \begin{array}{l} 8.XII \ 61 \ 2 \ 35; \ 9.I62 \ 2 \ 30^{h \ m} \\ 11.I \ 62 \ 2 \ 25, \ 2 \ 35^{h \ m} \\ 23.I62 \ 3^{h \ m} \end{array} \right\}$		
24912	ξ Per	4,05	O7	O6,90	O7,00	-6,02	$\left\{ \begin{array}{l} 25.X \ 61 \ 17, 10, 10^{m \ m} \\ 26.X \ 61 \ 7^{m \ m} \\ 29.I \ 62 \ 30, \ 30, \ 30^{m \ m} \end{array} \right\}$ $\left\{ \begin{array}{l} 8.X \ 62 \ 3 \ 10^{h \ m} \\ 40.X \ 62 \ 2 \ 55, \ 3 \ 30^{h \ m} \\ 26.X \ 62 \ 2 \ 40^{h \ m} \end{array} \right\}$ $\left\{ \begin{array}{l} 8.XII \ 61 \ 2 \ 35; \ 9.I62 \ 2 \ 30^{h \ m} \\ 11.I \ 62 \ 2 \ 25, \ 2 \ 35^{h \ m} \\ 23.I62 \ 3^{h \ m} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 28.VIII \ 61 \ 35; \ 6.IX \ 61 \ 30; \ 6.X \ 61 \ 30^{m \ m} \\ 2.II \ 62 \ 3, 5; \ 1.III \ 62 \ 12, \ 8, \ 15, \ 9^{m \ m} \end{array} \right\}$	

Величины W_λ определены по нашим материалам, и для наиболее ранних звезд были использованы W_λ линий O IV и N IV из работы [10]. Заново определенные спектральные классы приведены в столбце 6 табл. 1; они были использованы для построения зависимости интенсивностей эмиссионных линий от температуры. Для сравнения в столбце 5 табл. 1 приведены спектральные классы, определенные ранее в [3]. Из данных этих двух столбцов видно, что для большинства звезд спектральные классы совпадают, за исключением HD 199579, HD 108 и HD 188001, для которых спектры отличаются довольно заметно (от 0,5 до 1,45 класса). Это отличие может быть связано с возможностью изменений спектров этих звезд.

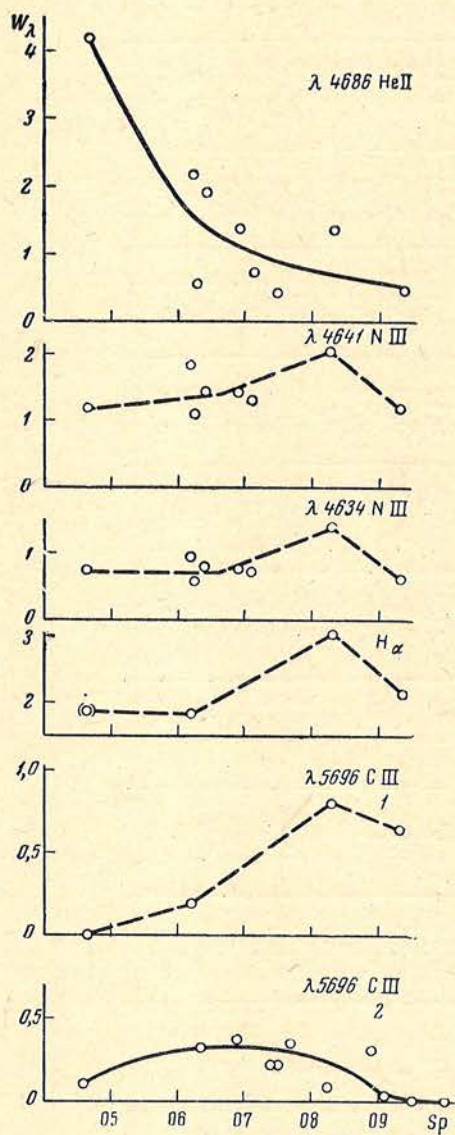
2. Далее было необходимо измерить эмиссию в изучаемых линиях в чистом виде: по возможности исправить наблюдаемые эквивалентные ширины эмиссионных линий за нижележащие абсорбционные линии; есть основание считать [10, 4, 5], что эмиссия образуется в слое, расположенном несколько выше обрабатываемого слоя, ответственного за обычные абсорбционные линии. Таким образом, эмиссионные линии должны накладываться на непрерывный спектр с абсорбционными линиями. В случае слабой эмиссии она может лишь частично замыывать абсорбцию, в случае же сильной — может не только полностью замыывать абсорбционную линию, но и возвышаться над непрерывным спектром. Из пяти изученных нами эмиссионных линий только три λ 4686 He II, λ 4641 N III и λ 4634 N III могли быть исправлены за нижележащие абсорбционные линии. Для исправления линий H_α и λ 5696 C III пока нет пригодного метода.

а) Для исправления W_λ (столбец 3, табл. 2) эмиссионной линии λ 4686 He II был применен метод, основывающийся на том, что из всех линий He II в изучаемой спектральной области эмиссия возникает только в этой линии (вследствие селективности механизмов образования эмиссионных линий в Of-звездах). Для определения эквивалентных ширин абсорбционной линии λ 4686 He II была исследована зависимость отношения W_λ абсорбционных линий λ 4541 He II/ λ 4686 He II от спектрального класса в интервале от O4 до B1 по данным, взятым из работы [3]. При построении этой зависимости были использованы как звезды главной последовательности, так и сверхгиганты. Полученная зависимость, естественно, имеет большую дисперсию, так как во многих звездах, особенно в звездах большой светимости, абсорбционная линия λ 4686 He II частично или полностью замыывается эмиссией. Нижний предел отношения λ 4541 He II/ λ 4686 He II для каждого спектрального класса, очевидно, соответствует интересующему нас случаю, когда абсорбционная линия λ 4686 He II полностью свободна от эмиссии. Поскольку интенсивности обеих абсорбционных линий λ 4541 He II и λ 4686 He II почти одинаково зависят от спектрального класса, то их отношение мало меняется со спектральным классом. Это отношение должно мало меняться и со светимостью, поскольку обе линии принадлежат одному и тому же элементу. Отношение λ 4541 He II/ λ 4686 He II, определенное по спектральному классу из полученной нами зависимости, приведено в столбце 5 табл. 2. По этому отношению и W_λ λ 4541 He II (столбец 4, табл. 2) для всех изучаемых звезд были вычислены значения (W_λ) абсорбционной линии λ 4686 He II (столбец 6, табл. 2). Во всех наших звездах, в которых эта линия наблюдается в поглощении, вычисленные значения (W_λ) оказались больше, чем наблюдаемые W_λ . Это значит, что во всех изученных нами звездах линия λ 4686 He II частично замыывается эмиссией.

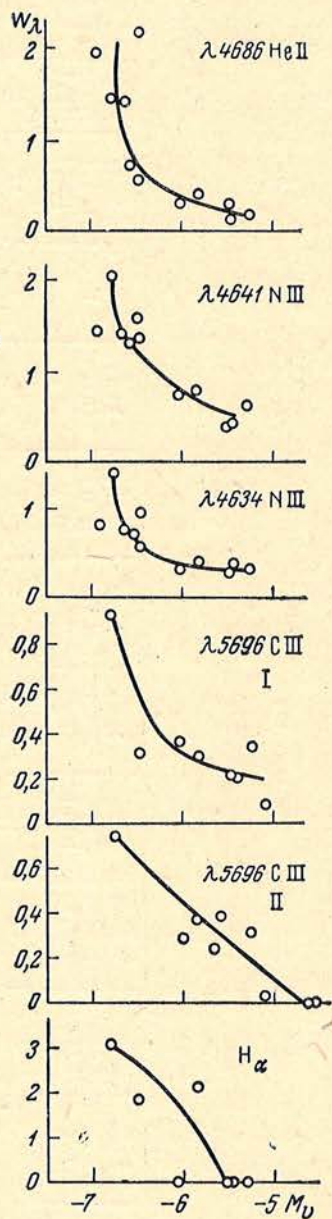
Эквивалентные ширины такой «чистой» эмиссии λ 4686 He II определялись вычитанием из вычисленных значений (W_λ) наблюдаемых эквивалентных ширин W_λ этой линии. Величина чистой эмиссии [W_λ] приведена в столбце 7 табл. 2.

Таблица 2

HD	Звезда	λ_{4686} He II W_{λ}	λ_{4541} He II W_{λ}	$\frac{W_{\lambda 4541}}{W_{\lambda 4686}}$	λ_{4686} He II (W_{λ})	λ_{4686} He II [W_{λ}]	λ_{4641} N III W_{λ}	λ_{4634} N III W_{λ}	λ_{4097} N III W_{λ}	λ_{4072} O II W_{λ}	V	λ_{4641} N III [W_{λ}]	λ_{4634} N III [W_{λ}]	$\Sigma[W_{\lambda}]$ (λ_{4641} N III + λ_{4634} N III)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
190429N		-3,36	0,65	0,76	0,85	-4,21	-0,96	-0,64	0,12	0,06	0,23	-1,19	-0,76	-1,95
199579		1,20	1,13	0,76	1,49	-0,29	-0,03	-0,08	0,18	0,12	0,37	-0,40	-0,26	-0,66
210839	λ Cep	-1,21	0,74	0,76	0,98	-2,18	-1,35	-0,68	0,26	0,12	0,48	-1,83	-0,94	-2,77
190864		0,70	0,96	0,76	1,26	-0,56	-0,49	-0,21	0,35	0,13	0,62	-1,10	-0,56	-1,66
108		-0,87	0,81	0,76	1,07	-1,94	-1,06	-0,63	0,17	0,13	0,38	-1,44	-0,80	-2,24
192639		0,00	1,06	0,76	1,39	-1,39	-0,77	-0,39	0,35	0,16	0,65	-1,42	-0,74	-2,16
24912	ξ Per	0,60	0,71	0,76	0,94	-0,34	-0,33	-0,14	0,17	0,17	0,41	-0,74	-0,31	-1,05
34656		0,54	0,95	0,76	1,24	-0,70	-0,40	-0,34	0,39	0,17	0,72	-1,12	-0,73	-1,85
203064	68 Cyg	0,57	0,76	0,76	1,00	-0,43	-0,08	-0,03	0,36	0,19	0,69	-0,77	-0,39	-1,16
47839	S Mon	0,75	0,70	0,76	0,92	-0,17	-0,07	-0,25	0,13	0,19	0,37	-0,44	-0,38	-0,82
36861	λ OriA	0,78	0,71	0,75	0,95	-0,16	-0,08	-0,10	0,24	0,21	0,55	-0,63	-0,34	-0,97
188001	9 Sge	-0,33	0,79	0,75	1,05	-1,38	-0,86	-0,71	0,68	0,23	1,18	-2,04	-1,39	-3,43
30614	α Cam	-0,10	0,28	0,72	0,38	-0,48	-0,14	-0,06	0,54	0,29	1,05	-1,19	-0,60	-1,79



Фиг. 2. Зависимости эквивалентных ширин эмиссионных линий в спектрах Of-звезд от спектрального класса. Значение W_λ линии H_α для звезды HD 190429 N взято в круглые скобки, так как определено только по одной спектрограмме



Фиг. 3. Зависимости эквивалентных ширин эмиссионных линий в спектрах Of-звезд от абсолютной визуальной величины

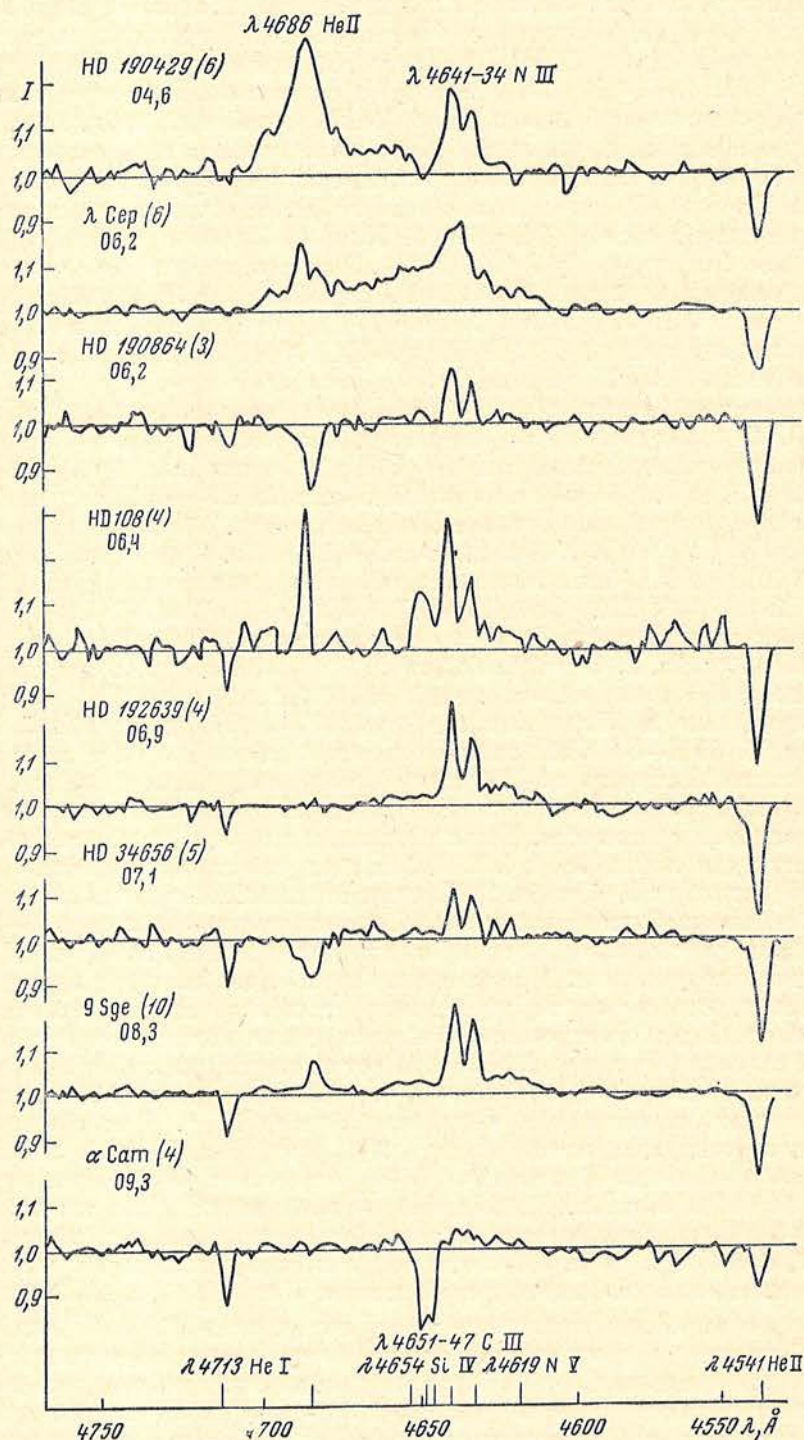
б) Для исправления эмиссии в линиях $\lambda\lambda$ 4641—34 N III за нижележащие абсорбционные линии был использован несколько видоизмененный метод Ока [10] (при исправлении λ 4641 N III учитывалась также абсорбционная линия λ 4641 O II). Этот метод основан на том, что у линий λ 4097 N III и λ 4634 N III величины Ngf одинаковы. Поэтому для исправления W_λ эмиссионной линии λ 4634 N III (столбец, 9, табл. 2) за нижележащую абсорбционную линию была использована эквивалентная ширина абсорбции в λ 4097 N III (табл. 2, столбец 10) путем вычитания ее из наблюдаемых W_λ эмиссии в λ 4634 N III. «Чистая» эмиссия этой линии приведена в столбце 14, табл. 2. У линии λ 4641 N III величина Ngf в два раза больше, чем у λ 4097 N III. Поэтому для исправления наблюдаемых величин W_λ линии λ 4641 N III (столбец 8, табл. 2) также используются величины W_λ линии λ 4097 N III, только умноженные на 1,4 (поскольку обе линии λ 4097 N III и λ 4641 N III приходятся на квадратичную часть кривой роста). (См. примечание к корректуре.)

Исправление эмиссии λ 4641 N III за счет абсорбции в линии λ 4641 O II было сделано на основании следующего. Было рассмотрено отношение эквивалентных ширин абсорбционных линий λ 4072 O II: λ 4641 O II в интервале спектральных классов O9 — B3; это показало, что обе линии примерно равны по интенсивности. В соответствии с этим величины W_λ линии λ 4072 O II (столбец 11, табл. 2) (принятые равными W_λ λ 4641 O II) были использованы для исправления эмиссионной линии λ 4641 N III. Значения $V = W_{4072\text{NIII}} \times 1,4 + W_{4641\text{OII}}$ приведены в столбце 12 табл. 2. «Чистая» эмиссия в λ 4641 N III [W_λ] дана в столбце 13 табл. 2. В столбце 15 табл. 2 приведена сумма исправленных значений [W_λ] эмиссионных линий N III λ 4641 и λ 4634.

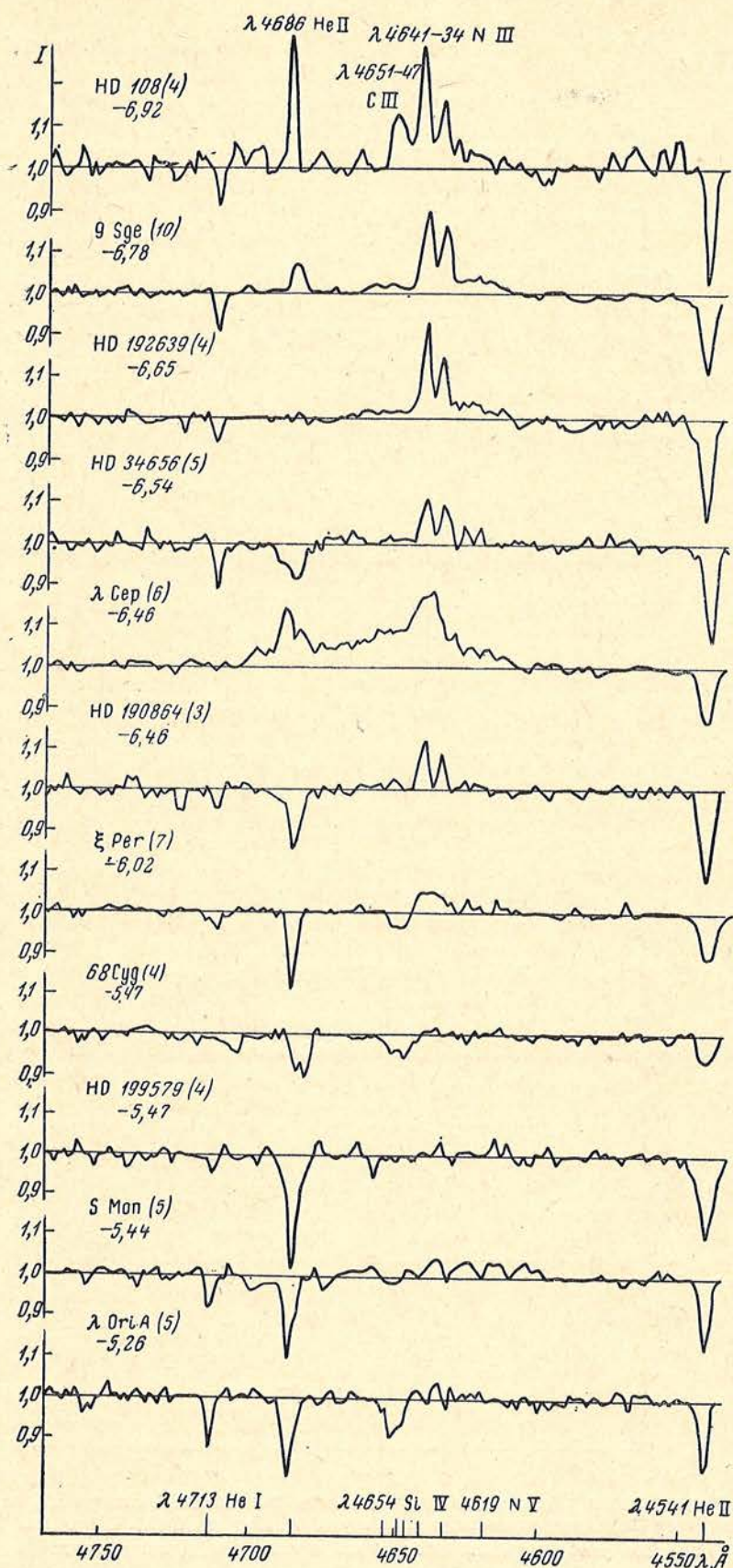
Исправление наблюдаемых значений W_λ эмиссионных линий λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III за нижележащие абсорбционные линии дало возможность построить по большему числу звезд интересные нас количественные зависимости значений [W_λ] этих эмиссионных линий от температуры и светимости. Были построены также и количественные зависимости для линий H α и λ 5696 C III, но уже по наблюдаемым значениям W_λ (столбцы 3, 4, табл. 3). Все эти зависимости приведены на фиг. 2 и 3. Они могут быть дополнительно проиллюстрированы фиг. 4—8, где приведены усредненные записи в интенсивностях исследуемых нами спектральных участков. Число спектрограмм, по которым проводилось усреднение, дано на этих фигурах в круглых скобках рядом с обозначением звезд. Надо отметить, что при построении количественных зависимостей величин W_λ линии λ 5696 C III от температуры и светимости были использованы также W_λ этой линии, определенные нами по записям в интенсивностях, приведенным в работе Вилсона [7]*. Для общих звезд была построена зависимость между W_{5696} (столбец 5, табл. 3), определенными по записям Вилсона, и W_{5696} , определенному по нашему материалу (столбец 4, табл. 3). С помощью этой зависимости значения W_λ λ 5696 C III для всех изучаемых звезд были приведены в систему Вилсона (W' , столбец 6, табл. 3), чтобы использовать и звезды более поздних спектральных классов, изученные Вилсоном. В столбце 7, табл. 3 величины $\bar{W}$ — есть средние арифметические между величинами W_W и W' для общих звезд. Для этих звезд именно эти значения использовались при построении количественных зависимостей. Привлечение данных Вилсона дало возможность построить зависимость W_λ λ 5696 C III от светимости в двух разрезах, отмеченных на фиг. 3 римскими цифрами I и II. Разрез I включает звезды в интервале O6 — O8,5, а разрез II — O8,5 — B0.

Для построения зависимости величин W_λ λ 5696 C III от температуры были выбраны звезды в основном вдоль главной последовательности от O4,6 до

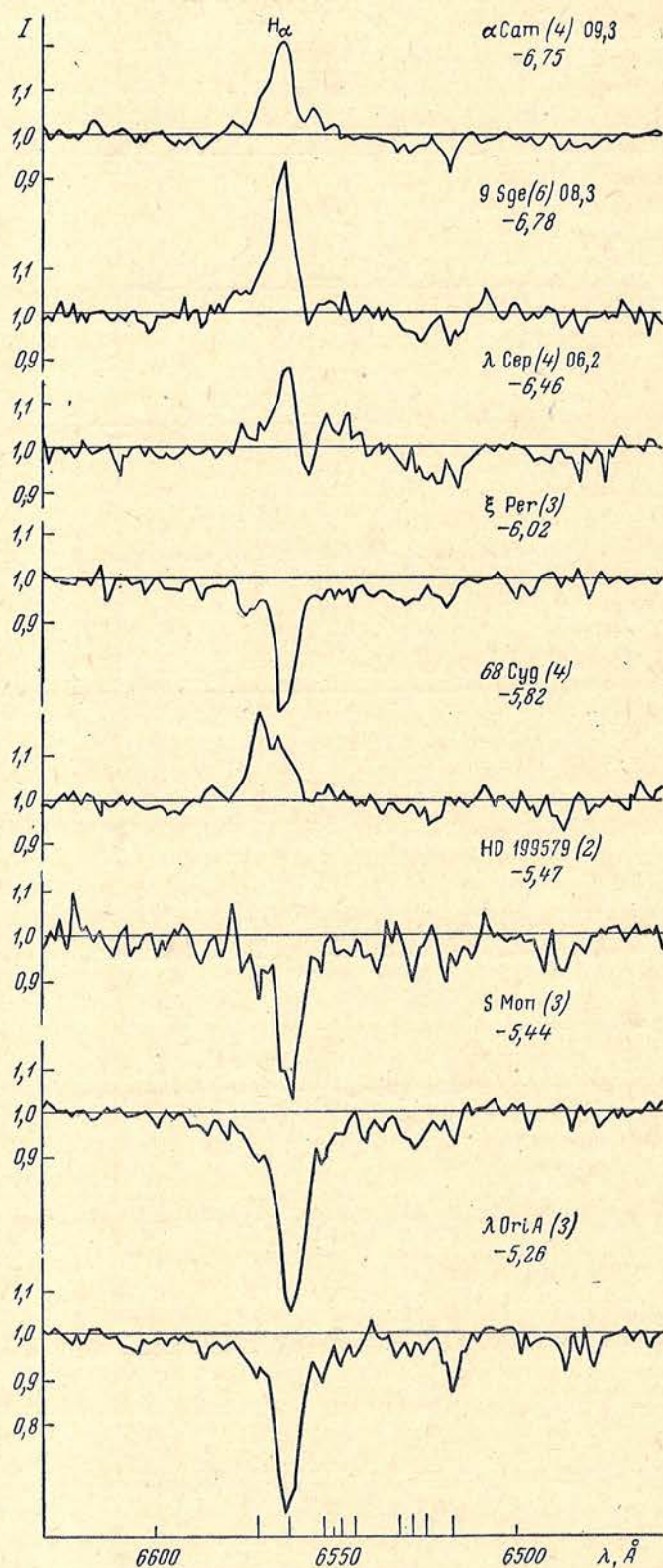
* Площади подсчитывались нами в более узких границах, чем это делал Вилсон.



Фиг. 4. Качественная зависимость интенсивностей эмиссионных линий $\lambda 4686 \text{ He II}$ и $\lambda\lambda 4641-34 \text{ N III}$ от спектрального класса



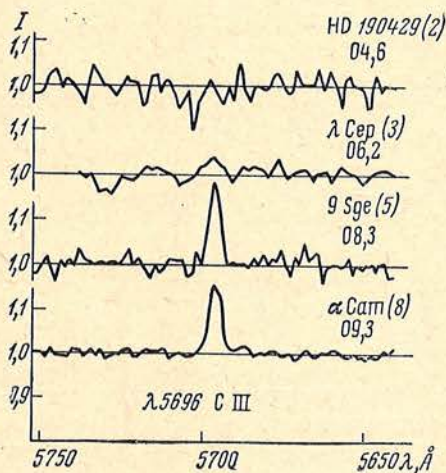
Фиг. 5. Качественная зависимость интенсивностей эмиссионных линий $\lambda 4686 \text{ He II}$ и $\lambda \lambda 4641-34 \text{ N III}$ от абсолютной визуальной величины



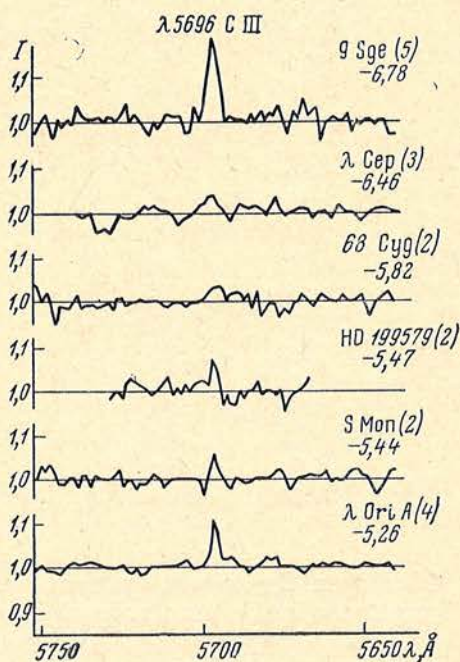
Фиг. 6. Качественная зависимость интенсивности эмиссионной линии $H\alpha$ от спектрального класса (первые три звезды) и от величин M_v (без α Cam). Штрихами на оси абсцисс указаны положения атмосферных линий поглощения

В0,6 [см. 2 на фиг. 2; зависимость I — только по данным нашего материала]. Кроме того, были использованы и звезды, изученные Вилсоном.

Была построена также зависимость между величинами $[W_\lambda]$ $\lambda 4686$ He II и $\Sigma[W_\lambda](\lambda 4641 \text{ N III} + \lambda 4634 \text{ N III})$. Эта зависимость приведена на фиг. 9, где косыми крестиками изображены звезды меньшей светимости, а кружками — звезды большей светимости. Зависимость получается вполне уверенно (особенно для звезд примерно одной температуры, по которым и проведена кривая) и подтверждает соотношение, найденное Оком [10] по меньшему числу звезд. Такого рода зависимости, свидетельствующие о синхронном изменении интенсивностей



Фиг. 1. Качественная зависимость интенсивности эмиссионной линии $\lambda 5696$ C III от спектрального класса



Фиг. 8. Качественная зависимость интенсивности эмиссионной линии $\lambda 5696$ C III от величин M_v

эмиссионных линий, могут играть роль при анализе предложенных механизмов образования эмиссионных линий в Of-звездах и будут использоваться в дальнейших работах.

Рассмотрение фиг. 2, 3 и 9 приводит нас к следующим заключениям:

1) значения эквивалентных ширин $[W_\lambda]$ эмиссионной линии $\lambda 4686$ He II увеличиваются с ростом температуры;

2) значения эквивалентных ширин $[W_\lambda]$ эмиссионных линий $\lambda 4641$ и $\lambda 4634$ N III с ростом температуры изменяются медленно, причем характер изменений одинаков для обеих линий, что говорит о реальности таких изменений;

3) значения эквивалентных ширин W_λ линий H_α и $\lambda 5696$ C III с ростом температуры несколько убывают, показывая одинаковый ход с температурой. Учет абсорбционной подложки для этих линий лишь увеличил бы крутизну этого убывания;

4) значения эквивалентных ширин $[W_\lambda]$ и W_λ всех изучаемых эмиссионных линий возрастают с увеличением светимости одинаковым образом, что подтверждает реальность этих изменений.

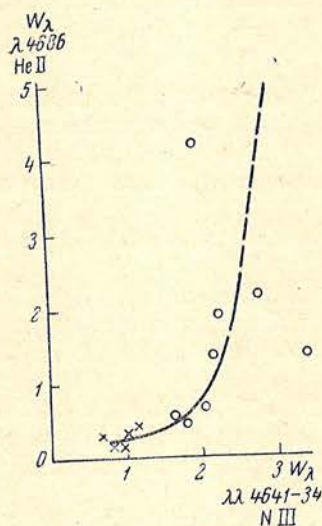
На основе этих результатов можно прийти к следующему выводу: основные характеристики звезды — температура и светимость — являются основными параметрами, определяющими характер эмиссионного спектра в

Таблица 3

HD	Звезда	H α	$\lambda 5696$ C III	$\lambda 5696$ C III	$\lambda 5696$ C III	$\lambda 5696$ C III
		W_{λ}	W_{λ}	W_W	W'	$\bar{W}$
1	2	3	4	5	6	7
190429N		(-1,87)	0,00		-0,10	
199579		2,93	-1,12		-0,22	
188001	9 Sge	-3,05	-0,80		-0,93	
30614	α Cam	-2,14	-0,64	-0,76	-0,76	-0,76
210839	λ Cep	-1,84	-0,19	-0,36	-0,29	-0,32
203064	68 Cyg	-2,13	-0,19	-0,30	-0,29	-0,30
24912	ξ Per	2,40		-0,37		
47839	S Mon	4,80	-0,12	-0,22	-0,22	-0,22
36861	λ OriA	3,68	-0,28	-0,31	-0,39	-0,35
37043	ι Ori			-0,32		
214680	10 Lac			-0,09		
209975	19 Cep			-0,38		
37742	ξ Ori			-0,39		
36486	δ Ori			-0,25		
37468	σ Ori			A		
149757	ζ Oph			-0,04		
34078	Δ E Aur			A		
37128	ε Ori			-0,29		
36822	φ^1 Ori			A		

Of-звездах. С ростом светимости при данной температуре эквивалентные ширины всех эмиссионных линий Of-звезд увеличиваются.

Однако с ростом температуры — при данной светимости — изменение эквивалентных ширин эмиссионных линий происходит по-разному: в



Фиг. 9. Зависимость между эквивалентными ширинами эмиссионной линии $\lambda 4686$ He II и суммой эквивалентных ширин эмиссионных линий $\lambda 4641$ N III и $\lambda 4634$ N III

линии $\lambda 4686$ He II по-одному и в линиях H α , $\lambda 5696$ C III и $\lambda\lambda 4641-34$ N III — по-другому. Это дает возможность сделать вывод о том, что Of-звезды высокой светимости, несмотря на значительное разнообразие в проявлении эмиссии в их спектрах, можно условно разбить по виду эмиссионного спектра на две группы. Первая группа — представители самых горячих звезд O (спектральные классы O4,5 — O5,0), у которых $T_{\text{eff}} \approx 50$ тыс. градусов. К этой группе относятся звезды HD 190429 N и HD 16691, одна из которых HD 190429 N исследуется нами. Ко второй группе относятся более поздние звезды. Сюда можно отнести HD 188001, HD 192639 HD 34656, HD 190864 и другие ($T_{\text{eff}} \approx 45$ тыс. градусов). Звезду λ Сер по характеру эмиссии в линиях $\lambda 4686$ He II и $\lambda\lambda 4641-34$ N III можно рассматривать как промежуточную между этими двумя группами.

Необходимо особо отметить, что кроме температуры и светимости большое влияние на характер проявления эмиссионных линий должны оказывать физические характеристики самой оболочки (плотность, размеры и т. д.),

которая носит нестационарный характер. Так, например, звезды λ Сер и HD 190864 относятся к одному и тому же спектральному классу и имеют одинаковые светимости, но эмиссия в λ 4686 He II проявляется у них совершенно по-разному: у λ Сер эмиссионная линия λ 4686 He II очень интенсивная и широкая, а у HD 190864 мы видим λ 4686 He II в поглощении (частично замыкается эмиссией).

Увеличению интенсивности эмиссионных линий Of-звезд с ростом светимости и для некоторых линий с ростом температуры быть может сопутствует наличие в атмосферах этих звезд крупномасштабных турбулентных движений, скорость которых также увеличивается с ростом температуры и светимости [11]. Этот вопрос можно рассмотреть при анализе механизмов образования эмиссионных линий в Of-звездах.

Подтверждением того, что Of-звезды можно по виду эмиссионного спектра разбить на две группы, являются и результаты качественного сравнения эмиссионного спектра Of-звезд со спектрами звезд WR, которые также обычно делятся на две группы или последовательности: азотную и углеродную. Звезды WR (см. фиг. 4) еще более горячие и яркие, чем Of-звезды. Интенсивность наиболее сильных эмиссионных линий в спектрах звезд WR в 10—20 раз больше, чем интенсивность наиболее сильных эмиссионных линий у Of-звезд. Общими у звезд WR и Of являются ширины их эмиссионных линий, что может говорить о некоторой общности механизмов образования эмиссионных линий в спектрах этих звезд. Нами были получены спектрограммы с дисперсией 33 Å/мм для двух звезд WR : HD 192103 и HD 192163 (см. табл. 4), принадлежащих углеродной и азотной последовательностям. Спектры этих звезд по виду совершенно различны. Известно, что спектры звезд WR содержат широкие эмиссионные линии легких атомов и ионов с высокими потенциалами ионизации. Линии в основном принадлежат He, C, N, O в различных стадиях ионизации, причем в звездах WC преобладают сильные линии углерода, а в звездах WN — сильные линии азота и ионизованного гелия. До сих пор не ясно, являются ли звезды WN и WC звездами различного химического состава или же различие их спектров зависит от условий возбуждения в атмосферах этих звезд [16].

На фиг. 10 приведено сравнение контуров линий в спектральной области вблизи линии λ 4686 He II (включая саму линию) для соответствующих групп WR- и Of-звезд. Были сопоставлены звезда WN HD 192163 и Of-звезды HD 190429 N и HD 16691, с одной стороны, и звезда WC HD 192103 и Of-звезды 9 Sge и HD 192639 — с другой стороны. Обработка проведена одним и тем же шотландским методом для звезд WR и Of. Записи представлены в интенсивностях, кроме записи для HD 16691, которая представляет запись в почернениях [17]. Число спектрограмм, по которым определялись эти записи, указано на фиг. 10 в круглых скобках.

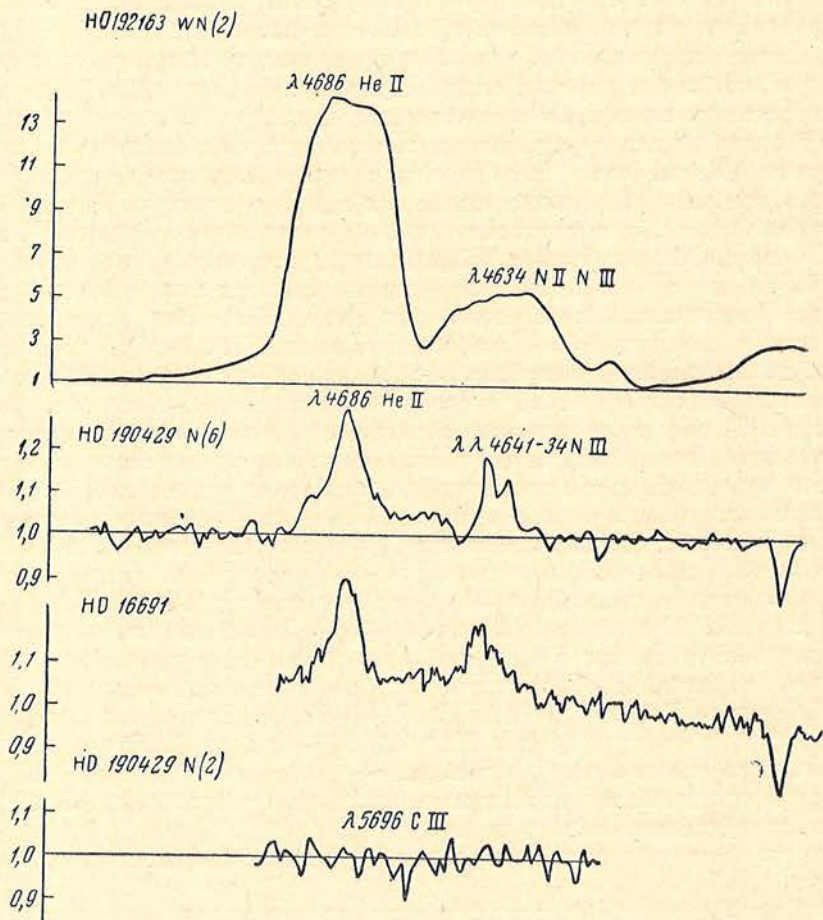
На этой же фиг. 10 представлена запись в интенсивностях и спектральной области с линией λ 5696 C III для звезд HD 190429 N и 9 Sge. Спектральная область этой линии для звезд HD 192163 и HD 192103 приведена в работе [16].

Рассмотрение фиг. 10 показывает, что Of-звезды, подобно звездам WR, можно разбить по виду эмиссионного спектра также на две последовательности: азотную и углеродную. Действительно, в звездах одной группы λ 4686 He II сильнее, чем линии $\lambda\lambda$ 4641—34 N III, и не наблюдаются в эмиссии λ 5696 C III и $\lambda\lambda$ 4651—47 C III. В звездах другой группы λ 4686 He II слабее, чем линии $\lambda\lambda$ 4641—34 N III, а λ 5696 C III и $\lambda\lambda$ 4651—47 C III (см. фиг. 5) видны в эмиссии, как и в звездах WN и WC.

Особо следует отметить, что в спектрах Of-звезд наблюдаются именно те эмиссионные линии, которые в спектрах звезд WR являются наиболее сильными. Некоторые очень слабые эмиссионные линии (W_λ порядка

сотых Å) отмечены Вилсоном в спектрах Of-звезд. Они тоже совпадают с эмиссией, наблюдаемой у WR.

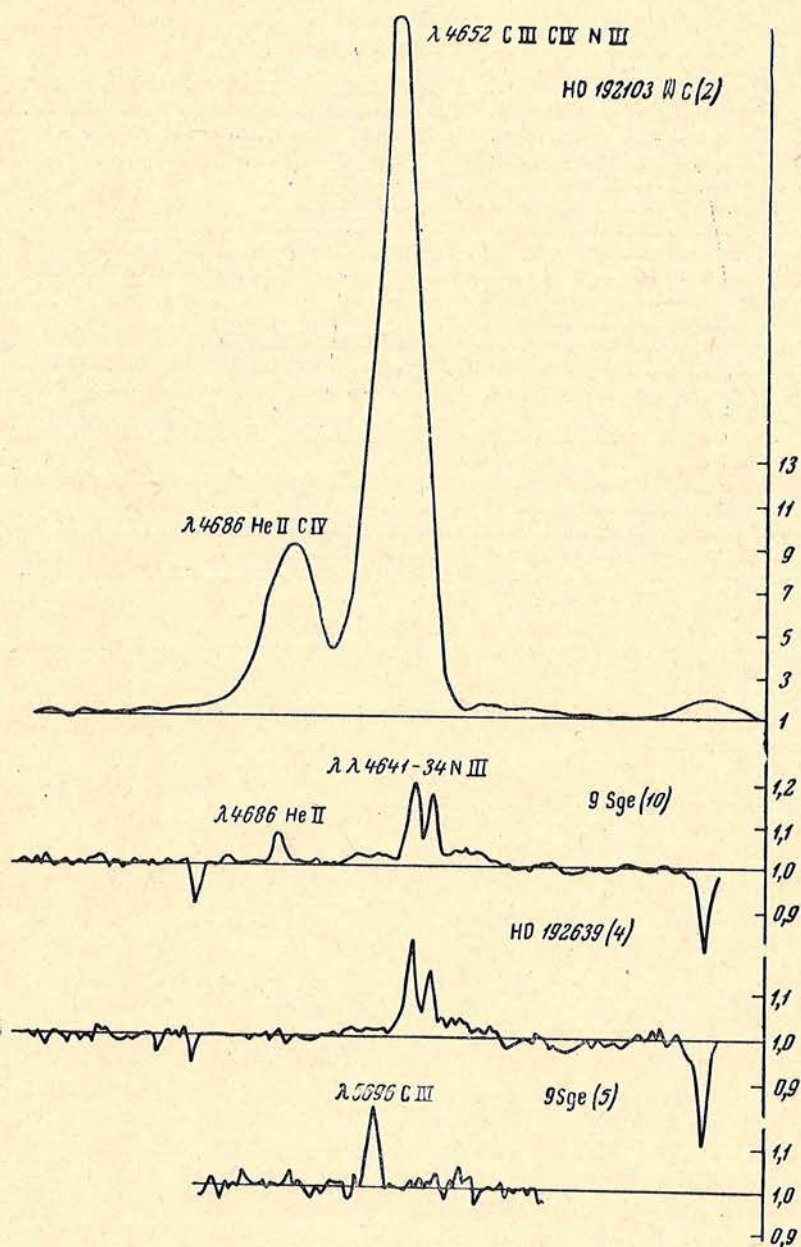
Все это позволяет сделать вывод, что процессы, ответственные за возникновение эмиссионных линий в Of-звездах, протекают там в гораздо меньших масштабах, чем в звездах WR, но в принципе, вероятно, имеют много общего. И, по-видимому, основным параметром, определяющим характер рассматриваемых процессов, является температура звезды.



Фиг. 10. Сравнение спектральных областей вблизи λ 4686 He II в спектрах для Of-звезд

Нами найдена внешняя аналогия между некоторыми особенностями эмиссии у звезд Of и WR. Кроме того, установлено, что азотные Of-звезды горячее, чем углеродные Of-звезды. Из сопоставления звезд WR и Of напрашивается вывод, что звезды WN значительно горячее, чем звезды WC, что, может быть, и обуславливает существенные различия в их спектрах.

Этот вывод подтверждает аналогичное заключение Андерхилл [14], сделанное ею в результате приближенного анализа особенностей поля излучения в оболочках WN- и WC-звезд. Отдельные данные наблюдений, свидетельствующие в пользу того, что у Of-звезд можно подозревать наличие углеродной и азотной последовательностей, отмечались ранее Свингсом и Струве [18].



звезд WR и Of. Спектральная область с λ 5696 C III приведена только

В заключение автор выражает благодарность Г. Н. Панкратовой, Т. С. Галкиной и Э. А. Витриченко за большую помощь в обработке спектрограмм.

Декабрь 1963 г.

Прим. к корректуре. Дальнейший анализ абсорбционных спектров О-звезд [см. Изв. Крымской астрофиз. obs., 33 (в печати)] показал, что линия λ 4097 N III приходится не на квадратичную, а на пологую часть кривой роста. Это приводит к другому значению величины V (табл. 2), используемой для исправления наблюдаемых значений W_λ эмиссионной линии λ 4641 N III. Зависимость W_λ 4641 N III от светимости сместится вниз в среднем примерно на 0,15, однако характер этой зависимости не изменится.

Л и т е р а т у р а

1. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 91, 1960.
 2. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 28, 135, 1962.
 3. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 156, 1958.
 4. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 30, 69, 1963.
 5. С. В. Рублев. Астрон. ж., 41, 1964 (в печати).
 6. A. Slettebak. Astrophys. J., 124, 173, 1956.
 7. R. Wilson. Publ. Edinburgh Obs., 2, N 3, 1958.
 8. G. Mannino et J. Humblet. Ann. d'Astrophys., 18, 4, 1955.
 9. G. Mannino et J. Humblet. Osserv. Spectr. La Ricerca Sci., 28, f. 5—6, 1199—1204, 1958.
 10. J. Oke. Astrophys. J., 120, 1, 1954.
 11. P. Swings, O. Struve. Astrophys. J., 91, 546, 1940.
 12. P. Swings, O. Struve. Publ. Astron. Soc. Pacific, 53, N 311, 1941.
 13. W. H. Greaves, E. A. Baker a. R. Wilson. Publ. Edinburgh Obs., 1, N 2, 1949.
 14. A. B. Underhill. Université de Liège Institut d'Astrophysique. Cointe Sclessin. Collection in 8°, N 396, 91, 1958.
 15. R. Wilson. Université de Liège Institut d'Astrophysique. Cointe Sclessin. Collection in 8°, N 396, 85, 1958.
 16. A. Underhill. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 11, № 8, 1959.
 17. L. H. Aller, O. C. Wilson. Astrophys. J., 119, 1, 1954.
 18. P. Swings, O. Struve. Publ. Astron. Soc. Pacific, 52, N 305, 1940.
-

О СКОРОСТЯХ ЗВУКА
В АТМОСФЕРАХ ГОРЯЧИХ СВЕРХГИГАНТОВ

О. П. Голландский

Вычислены скорости звука в атмосферах горячих сверхгигантов Ia и Ib в интервале спектральных классов O5—A2. У наиболее горячих звезд эти скорости значительно превышают обычную скорость звука ($C_0 = \sqrt{\gamma RT/\mu}$), определяемую только газовым давлением. Микротурбулентные скорости оказываются дозвуковыми по отношению к полученным скоростям, тогда как в ряде случаев они превышают обычную скорость звука.

SOUND VELOCITIES IN HOT SUPERGIANT ATMOSPHERES, by O. P. Hollandsky.—Sound velocities in the atmospheres of O5—A2 type supergiants Ia and Ib have been computed taking radiation pressure into account. For the hotter stars these velocities considerably exceed the usual sound velocity ($C_0 = \sqrt{\gamma RT/\mu}$), determined only by gas pressure. The microturbulent velocities are subsonic relative to the velocities obtained while in several cases they exceed the usual sound velocity.

1. В настоящее время для горячих сверхгигантов различных спектральных подклассов имеется обширный материал по определению микротурбулентных * скоростей, полученных из анализа кривых роста [1—6].

Если рассматривать зависимость величины микротурбулентной скорости от спектрального класса [4], то видно, что эти скорости имеют характерный минимум у подклассов B6—B8. Они быстро возрастают в сторону более ранних подклассов и значительно медленней — в сторону более поздних.

Макротурбулентные скорости (полученные по контурам линий), как правило, больше микротурбулентных и монотонно возрастают в сторону ранних подклассов [7].

Уже около подкласса B3 микротурбулентные скорости у отдельных звезд превышают адиабатическую скорость звука, определяемую газовым давлением и выражающуюся известной формулой

$$C_0 = \sqrt{\gamma RT/\mu} \quad (\gamma = c_p/c_v = 5/3). \quad (1)$$

У некоторых звезд, более поздних, чем A0, микротурбулентные скорости также превышают скорость звука C_0 . Однако в атмосферах горячих сверхгигантов давление излучения (p_r) сравнимо с газовым (p_g), и его необходимо учитывать при вычислении скорости звука.

Можно попытаться это сделать, используя формулу, выведенную для смеси газа и излучения, находящейся в термодинамическом равновесии (что имеет место в глубоких подфотосферных слоях звезды), если внести в нее поправку, учитывающую малую оптическую толщину атмосферы.

* Сохраним этот термин, не придавая ему обязательно гидродинамический смысл.

В случае смеси газа и излучения, находящейся в термодинамическом равновесии и подчиняющейся адиабатическому закону для скорости звука, справедливо выражение [8, 9]

$$C_0 = \sqrt{\Gamma_1 \frac{P}{\rho}}, \quad (2)$$

где

$$P = p_g + p_r,$$

а

$$\Gamma_1 = \beta + \frac{(4 - 3\beta)^2 (\gamma - 1)}{\beta + 12(\gamma - 1)(1 + \beta)}$$

есть первый адиабатический показатель [10], в котором

$$\beta = p_g/P.$$

После подстановки в выражение (2) уравнения состояния идеального газа и некоторых преобразований получаем

$$C_0(\beta) = \sqrt{\Gamma_1 RT/\mu\beta}. \quad (3)$$

Здесь Γ_1 плавно изменяется от $4/3$ (случай чистого излучения) до $5/3$ (отсутствие излучения) при изменении β от нуля до единицы [10]. Поэтому скорость звука $C_0(\beta)$ практически зависит от давления излучения только через $\beta^{-1/2}$.

Для того чтобы можно было применить (3) для слоев атмосферы, имеющих оптическую толщину порядка не более единицы, где давление излучения в основном действует в частотах отдельных спектральных линий, для нахождения давления излучения необходимо решать уравнение переноса для этих линий. Кроме того, необходимо учитывать давление излучения за счет рассеяния на свободных электронах, играющее все большую роль с переходом к звездам более раннего спектрального класса. Однако эта задача очень сложная. Поэтому, имея в виду получить оценочные результаты, в дальнейших расчетах давление излучения будем брать в форме

$$p_r = \frac{1}{3} a T^4. \quad (4)$$

Причем температуру здесь будем брать для тех глубин, которым приблизительно соответствуют электронные плотности, определяющие вместе с температурой газовое давление (об этом будет еще сказано ниже). Допустим также, что в создании упругости газа при оптических толщах порядка единицы участвует приблизительно половина величины p_r . В соответствии с этим в дальнейших расчетах под β , входящим в (3), будем подразумевать выражение

$$\beta = p_g/(p_g + 1/2 p_r). \quad (5)$$

2. В данной работе вычислялись скорости звука $C_0(\beta)$ для сверхгигантов классов светимости Ia и Ib в интервале спектральных подклассов от O5 до A2.

Средние молекулярные веса μ , входящие в (3), были взяты из [11]. Температуры в (3) вычислялись на основании шкалы эффективных температур, установленной И. М. Копыловым [12]. При вычислении газового давления использовались электронные плотности, найденные в [13]. Необходимо было взять такие значения их, которые соответствовали бы слоям атмосферы, где образуются спектральные линии, по которым определялись микротурбулентные скорости. Глубинам образования этих линий приблизительно соответствует среднее арифметическое из $\lg n_e (H_\gamma, H_\delta)_D$ и $\lg n_e (H_\gamma, H_\delta)_m$, вычисленных И. М. Копыловым [13] по двум разновидностям метода Унзоляда.

По полученным электронным плотностям вычислялось электронное давление (в $\text{дин}\cdot\text{см}^{-2}$)

$$p_e = n_e k T.$$

Поскольку с электронными плотностями ставились в соответствие оптические толщ τ , вычисленные по моделям де Ягера и Невена [14], то соответствующая температура вычислялась по формуле

$$T = T_{\text{эф}} \sqrt[4]{1/2(1 + 3/2\tau)}, \quad (6)$$

где $T_{\text{эф}}$ взята из [12].

Газовое давление p_g , соответствующее данному электронному давлению и температуре, находилось по таблицам работы [11], давление излучения — при помощи выражения (4), а величина β — при помощи (5).

Все основные этапы вычислений скорости звука у сверхгигантов различных спектральных классов приведены в таблице. При вычислениях использованы данные об электронных плотностях 103 сверхгигантов [13]. Если эти данные относились к звездам с одинаковыми спектральными подклассами или отличающимися не более чем на две-три десятые доли подкласса (по классификации И. М. Копылова), то они усреднялись.

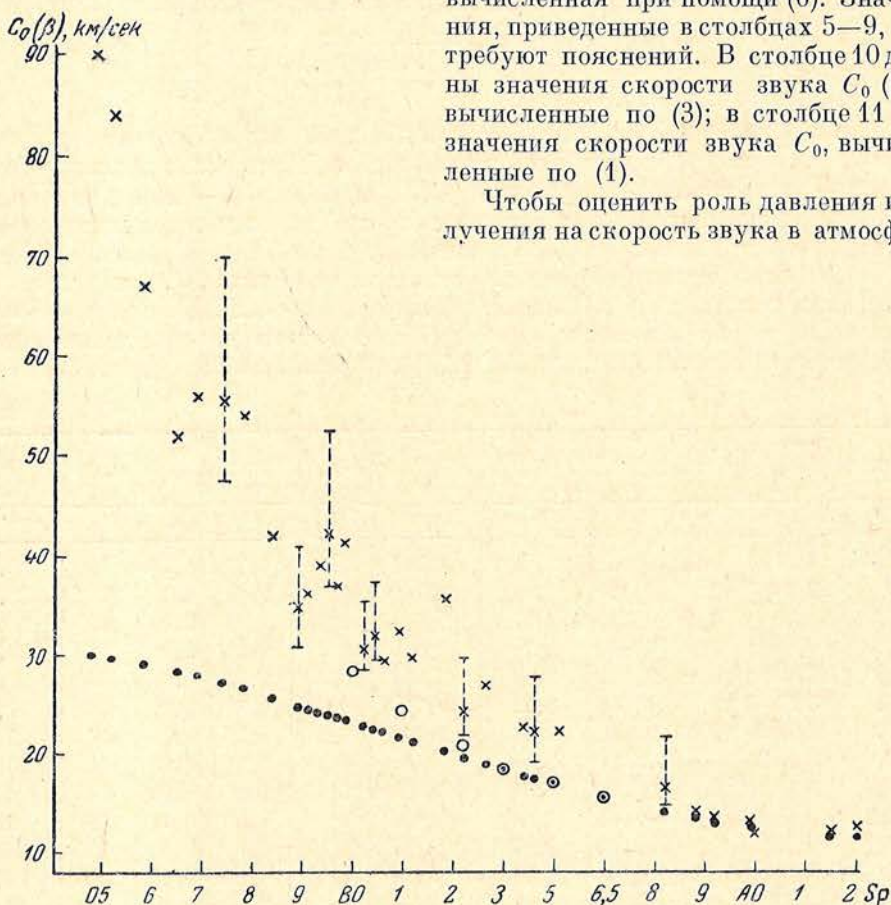
Т а б л и ц а

Sp	$\overline{\lg n_e}$	τ	T	$\lg p_e$	$\lg p_g$	β	Γ_1	μ	$C_s(\beta)$	C_s
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
O4,8	13,66(4)	0,15	45000	2,45	2,72	0,09	1,35	0,70	90	29,9
O5,2	13,68(4)	0,15	44100	2,46	2,73	0,10	1,35	0,70	84	29,6
O5,85	13,80(4)	0,15	42000	2,57	2,84	0,15	1,36	0,70	67	28,8
O6,5	14,00(5)	0,16	40200	2,74	3,01	0,24	1,37	0,71	52	28,6
O6,9	13,85(4)	0,16	38900	2,58	2,85	0,20	1,36	0,71	56	27,9
O7,4	13,80(5)	0,17	37500	2,51	2,78	0,20	1,36	0,71	56	27,1
O7,8	13,76(3)	0,17	36200	2,46	2,74	0,20	1,36	0,71	54	26,6
O8,4	13,93(5)	0,18	34200	2,60	2,88	0,31	1,38	0,72	42	25,6
O8,9	14,07(3)	0,18	32200	2,72	3,00	0,42	1,41	0,73	35	24,7
O9,1	13,97(3)	0,19	31800	2,61	2,90	0,40	1,40	0,73	36	24,6
O9,3	13,85(5)	0,19	31200	2,48	2,75	0,32	1,39	0,73	39	24,4
O9,5	13,69(4)	0,20	30500	2,31	2,60	0,27	1,38	0,73	43	24,1
O9,65	13,85(4)	0,20	29600	2,46	2,75	0,37	1,40	0,73	37	23,7
O9,8	13,63(3)	0,21	29200	2,23	2,52	0,27	1,38	0,73	42	23,6
B0,2	13,95(3)	0,22	28000	2,54	2,83	0,47	1,42	0,74	31	22,9
B0,4	13,83(6)	0,22	27300	2,41	2,70	0,42	1,42	0,74	32	22,6
B0,6	13,94(4)	0,23	26500	2,50	2,79	0,50	1,42	0,74	29	22,3
B0,9	13,68(4)	0,23	25500	2,22	2,51	0,37	1,40	0,75	33	21,7
B1,2	13,72(5)	0,25	24500	2,25	2,54	0,43	1,41	0,75	30	21,3
B1,8	13,28(2)	0,27	22400	1,76	2,06	0,27	1,38	0,75	36	20,4
B2,2	13,74(3)	0,31	21100	2,20	2,50	0,56	1,44	0,76	25	19,6
B2,65	13,40(2)	0,35	19900	1,84	2,14	0,41	1,40	0,76	27	19,1
B3,4	13,45(2)	0,42	17700	1,84	2,14	0,53	1,43	0,76	23	18,0
B3,6	13,42(3)	0,43	17100	1,79	2,09	0,53	1,43	0,76	23	17,7
B5,1	13,26(1)	0,45	16100	1,61	1,92	0,50	1,42	0,76	23	17,1
B8,2	13,11(1)	0,56	12100	1,33	1,66	0,63	1,46	0,81	17	14,4
B8,8	13,32(1)	0,61	11100	1,51	1,86	0,80	1,51	0,82	15	13,7
B9,2	13,49(3)	0,64	10500	1,65	2,01	0,87	1,54	0,84	14	13,2
B9,9	13,22(1)	0,69	9950	1,36	1,72	0,82	1,52	0,83	14	12,8
A0,0	13,75(2)	0,70	9950	1,89	2,27	0,93	1,58	0,87	13	12,6
A1,5	13,36(1)	0,74	9650	1,48	1,84	0,87	1,50	0,9	13	12,2
A2,1	13,30(3)	0,88	9460	1,42	1,78	0,86	1,54	0,9	13	12,1

В столбце 1 таблицы приведены средние (соответствующие средним значениям $\lg n_e$) спектральные подклассы. В столбце 2 средний логарифм электронной плотности (число в скобках указывает, по скольким звездам сделано усреднение). В столбце 3 — средняя оптическая толща τ , соответствующая данной электронной плотности. В столбце 4 — температура,

вычисленная при помощи (6). Значения, приведенные в столбцах 5—9, не требуют пояснений. В столбце 10 даны значения скорости звука $C_0(\beta)$, вычисленные по (3); в столбце 11 — значения скорости звука C_0 , вычисленные по (1).

Чтобы оценить роль давления излучения на скорость звука в атмосфе-



Фиг. 1. Сравнение скоростей звука $C_0(\beta)$ в атмосферах сверхгигантов (крестики) и звезд главной последовательности (кружки) со скоростями звука C_0 (точки), вычисленными для различных спектральных подклассов

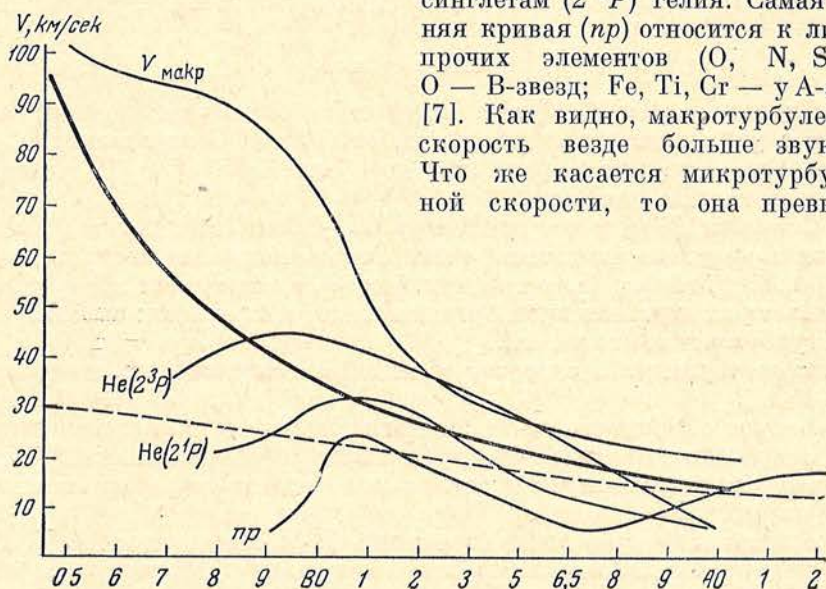
рах нормальных звезд, были вычислены значения $C_0(\beta)$ для девяти подклассов звезд главной последовательности от B0 до A0, относящихся к классам светимости III—V.

На фиг. 1 скорости $C_0(\beta)$ у сверхгигантов обозначены крестиками, а скорости $C_0(\beta)$ у звезд главной последовательности — кружками. Точками обозначены скорости C_0 .

Легко видеть, что, начиная приблизительно с B5 в сторону более ранних подклассов, влияние давления излучения на скорости звука в атмосферах горячих сверхгигантов становится все более существенным. Между тем в атмосферах звезд главной последовательности это влияние незначительно вплоть до звезд B1, у B0, B1 оно уже существенно. Что касается O-звезд, то у них главная последовательность сливается со сверхгигантами.

3. Сопоставим макро- и микротурбулентные скорости со скоростями звука в атмосферах горячих сверхгигантов.

На фиг. 2 жирной линией изображена средняя зависимость скорости звука $C_0(\beta)$ от спектрального класса. Штриховой линией — скорость C_0 . Верхняя линия (с индексом $V_{\text{макр}}$) показывает средний ход макротурбулентной скорости со спектральным классом; ниже изображен ход микротурбулентной скорости, определенной по триплетам (2^3P), еще ниже — по синглетам (2^1P) гелия. Самая нижняя кривая (np) относится к линиям прочих элементов (O, N, Si — у O — В-звезд; Fe, Ti, Cr — у А-звезд) [7]. Как видно, макротурбулентная скорость везде больше звуковой. Что же касается микротурбулентной скорости, то она превышает



Фиг. 2. Сравнение макро- и микротурбулентных скоростей в атмосферах сверхгигантов со скоростями звука $C_0(\beta)$ и C_0 для различных спектральных подклассов (смысл обозначений см. в п. 3)

звуковую в случаях, относящихся к линиям гелия. Однако следует заметить, что кривые роста для линий гелия строились менее уверенно, чем для прочих элементов [2, 4], и полученные по ним скорости могут быть отягощены большими ошибками. Микротурбулентные скорости, полученные по кривым роста для прочих элементов, оказываются дозвуковыми.

Для сверхгигантов более поздних, чем А0 (где β практически равно единице), микротурбулентные скорости превышают скорость звука, определяемую в этом случае формулой (1). Возможно, это связано с выходом конвективной зоны на поверхность звезды.

При сопоставлении турбулентных скоростей со скоростью звука надо иметь в виду некоторую неопределенность в установлении соответствия между тем слоем, к которому отнесены турбулентные скорости, и тем, для которого вычисляется скорость звука.

Действительно, модели де Ягера и Невена, применяемые для вычисления глубин образования спектральных линий, являются слишком грубым приближением для атмосферы сверхгигантов. Кроме того, каждая из разновидностей метода Унзоляда (по которым определялись n_e^*) дает одну из границ значений n_e , как это показал И. М. Копылов [13]. Поэтому выбор среднего арифметического из граничных значений $\lg n_e$, необходимого для вычисления $C_0(\beta)$, до некоторой степени произволен. Однако из [13] следует, что истинные значения должны быть ближе к этой величине, чем к граничным значениям.

Для выяснения влияния выбора значений электронной плотности на скорость звука $C_0(\beta)$ были вычислены значения этой скорости для не-

скольких подклассов сверхгигантов с использованием граничных значений электронных плотностей $[n_e(\text{H}_\gamma, \text{H}_\delta)_D \text{ и } n_e(\text{H}_\gamma, \text{H}_\delta)_m]$. Результаты этих вычислений изображены на фиг. 1 в виде черточек, соединенных штриховой линией, между которыми лежат основные значения $C_0(\beta)$.

Следует еще заметить, что, поскольку модели де Ягера и Невена строились с использованием росселандового среднего, в которое более прозрачные участки спектра входят с большим весом, то давление излучения, полученное на основании этих моделей, может быть скорее заниженным.

Выводы

1. Скорости звука $C_0(\beta)$ в атмосферах горячих сверхгигантов, вычисленные с учетом давления излучения, от О5 до В5 оказываются значительно большими, чем вычисленные по обычной формуле (1), учитывающей лишь газовое давление.

2. Скорости $C_0(\beta)$ у сверхгигантов О5—В9 превышают микротурбулентные скорости за исключением тех, которые получены по линиям гелия.

3. У сверхгигантов более поздних, чем В9, в атмосферах которых влияние давления излучения пренебрежимо мало, имеют место сверхзвуковые микротурбулентные скорости.

Макротурбулентные скорости у всех рассматриваемых звезд превышают $C_0(\beta)$.

4. Вопрос о действительном соотношении между турбулентной и звуковой скоростями на некоторой глубине в атмосфере сверхгигантов может быть удовлетворительно решен только при наличии достаточно точных моделей их атмосфер.

В заключение приношу благодарность И. М. Копылову и Р. Е. Гершбергу за ценные замечания при обсуждении разных аспектов этой работы.

16 декабря 1963 г.

Литература

1. И. М. Копылов, Э. А. Витриченко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 27, 241, 1962.
2. И. М. Копылов, О. П. Голландский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 28, 3, 1962.
3. Т. С. Галкина, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 28, 35, 1962.
4. И. М. Копылов, Т. С. Галкина, О. П. Голландский, Э. А. Витриченко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 30, 1963.
5. M. Hack. Mem. Soc. Astron. Ital., 30, 1959.
6. K. O. Wright. Trans. Int. Astron. Union, 9, 739, 1957.
7. И. М. Копылов. Вопросы космогонии, 10, 1964.
8. И. А. Климишин. Астрон. ж., 39, 887, 1962.
9. M. S. Bhatnagar a. R. S. Kushwaha. Ann. d'Astrophys., 24, 211, 1961.
10. С. Чандрасекар. Введение в учение о строении звезд, гл. II, § 12. ИЛ, 1950.
11. A. Rosa. Z. Astrophys., 25, 1, 1948.
12. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 30, 1963.
13. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 232, 1961.
14. C. de Jager, L. Neven. Ann. Obs. Roy. de Belgique, 8, fasc. 1, 1957.

О ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ И КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИКАХ ЭРУПТИВНЫХ ЗВЕЗД. I**Р. Е. Гершберг*

Применение небулярной модели к различным типам эруптивных звезд позволяет объяснить многие фотометрические и колориметрические особенности этих объектов. В I разделе интерпретируются кривые блеска новых в небулярной стадии развития. Во II разделе проведен количественный анализ кривых блеска вспышек звезд типа UV Cet, который позволил оценить плотность, массу, температуру светящегося газа, скорость расширения, размер излучающей области, ожидаемое тепловое радиоизлучение вспышки. На основе полученной модели сделаны предварительные заключения о механизме возникновения вспышек. В III разделе в рамках небулярной модели интерпретируются двухцветная диаграмма и диаграмма цвет — величина вспыхивающих звезд и обсуждаются колориметрические характеристики звезд типа T Tau и SS Cyg. В заключение приведены соображения о целесообразной методике наблюдений эруптивных звезд.

ON PHOTOMETRIC AND COLORIMETRIC CHARACTERISTICS OF ERUPTIVE STARS, by *R. E. Gershberg*.— Nonstable emission stars of different types can be regarded as compound systems, each of which consists of a quasi-normal star and a hot optically thin gaseous body. This nebular model allows to explain many photometric and colorimetric peculiarities of these nonstable objects. In the first part of the paper the light curves of novae in the nebular stage are interpreted. In the second part the light curves of flares of UV Ceti type stars are analyzed quantitatively. The densities, dimensions, masses, temperatures, expansion velocities and expected thermal radio emission of radiant gaseous bodies are evaluated. On the basis of these data some conclusions are made on the mechanism responsible for flares. In the third part on the basis of the nebular model the twocolor and color—magnitude diagrams of flare stars are interpreted and some colorimetric features of T Tau and SS Cyg type stars discussed. In conclusion several considerations on the expedient observations of eruptive stars are given.

В спектрах многих нестационарных звезд наблюдаются эмиссионные детали, которые нельзя объяснить в рамках теории стационарных звездных атмосфер. В некоторых случаях эти эмиссионные особенности полностью определяют яркости и цвета этих удивительных объектов. Каждый такой объект можно попытаться рассматривать как систему, состоящую из звезды, которая сравнительно мало отличается от обычных звезд, и некоторого горячего газового образования с малой оптической толщей. Можно ожидать, что применение методов, развитых в физике межзвездной среды, позволит определить основные физические параметры газовых компонент таких систем, необходимые для построения теории нестационарных звезд.

* Основные результаты работы докладывались в Абастумани в марте 1962 г. и в Крыму в сентябре 1962 г. на Симпозиуме по нестационарным звездам (I раздел) и в Москве в ноябре 1963 г. на конференции молодых астрономов (II и III разделы).

1. Кривые блеска новых в небулярной стадии

В 1940 г. Б. А. Воронцов-Вельяминов обнаружил, что кривые блеска многих новых звезд можно представить в осях $(m, \lg t)$ в виде ломаной, состоящей из 2—3—4 прямолинейных отрезков [1]. Первые отрезки, соответствующие началу спада блеска после максимума, дают в среднем соотношение

$$\Delta m = b_1 \lg t, \quad b_1 \approx 2,5. \quad (1)$$

Затем в кривых блеска происходит довольно резкий излом, и следующие прямолинейные отрезки можно представить в среднем соотношением

$$\Delta m = b_2 \lg t, \quad b_2 > b_1. \quad (2)$$

Из этих соотношений следует простая временная зависимость светимости новых: $L \propto t^{0,4b_1}$ и $L \propto t^{0,4b_2}$ соответственно, но в существующих обзорах и монографиях [2—8] не приводится физической интерпретации этих соотношений. С другой стороны, известно, что при вспышках новых в межзвездное пространство выбрасывается заметное количество вещества, и в небулярной стадии новых излучение в эмиссионных линиях выброшенного звездой газа в десятки раз превосходит излучение в непрерывном спектре [2, стр. 249]. Недавно при исследовании N Her 1960 В. В. Прокофьева и Т. С. Беязкина [9] обнаружили, что уже через месяц после максимума блеска непрерывный спектр Новой имел чисто небулярную природу. Этот результат подтвержден исследованием Мейнела [10]*. Таким образом, оказывается, что с середины переходной стадии и почти до полного рассеяния оболочки излучение самой звезды совершенно тонет в мощном излучении выброшенного ею газа. Поэтому кривые блеска новых на этих стадиях естественно сравнить с теоретическими кривыми блеска расширяющихся газовых облаков.

Интенсивность излучения оптически тонкого газового облака пропорциональна $n^2 V$, где n — плотность излучающих частиц и V — объем облака. Если облако расширяется во все стороны, а его масса, температура и степень ионизации остаются в достаточной степени постоянными, то

$$nR^3 = \text{const} \quad (3)$$

и

$$I \propto n^2 R^3 \propto R^{-3}, \quad (4)$$

где R — характерный размер облака **. Полагая, что расширение газового облака происходит с постоянной скоростью, имеем $R \propto t$ и

$$\Delta m = 2,5 \lg (I_0/I) = 7,5 \lg t. \quad (5)$$

Если же расширение выброшенного звездой вещества в большей степени соответствует расширению оболочки с постоянной толщиной, чем расширению газового шара, то вместо (5) получаем

$$\Delta m = 5,0 \lg t. \quad (6)$$

Наконец, при расширении типа одномерной «струи»

$$\Delta m = 2,5 \lg t. \quad (7)$$

* Аналогичный вывод Сойера [11], относящийся к RS Oph, не встретил должного внимания среди астрофизиков, и в течение 25 лет много усилий было затрачено на определение занстровских температур новых, что при небулярной природе наблюдаемого континуума лишено всякого смысла.

** Этот результат, как предельный случай для расширения оптически толстой изотермической оболочки, был получен впервые Ш. Г. Горделадзе [12]; позднее теория кривых блеска новых до максимума, представлявшая основной предмет исследования [12], была существенно усовершенствована, а единственный результат работы [12], сохранивший значение по сей день — соотношение (4), — так и не сопоставлялся с наблюдениями новых на поздних стадиях.

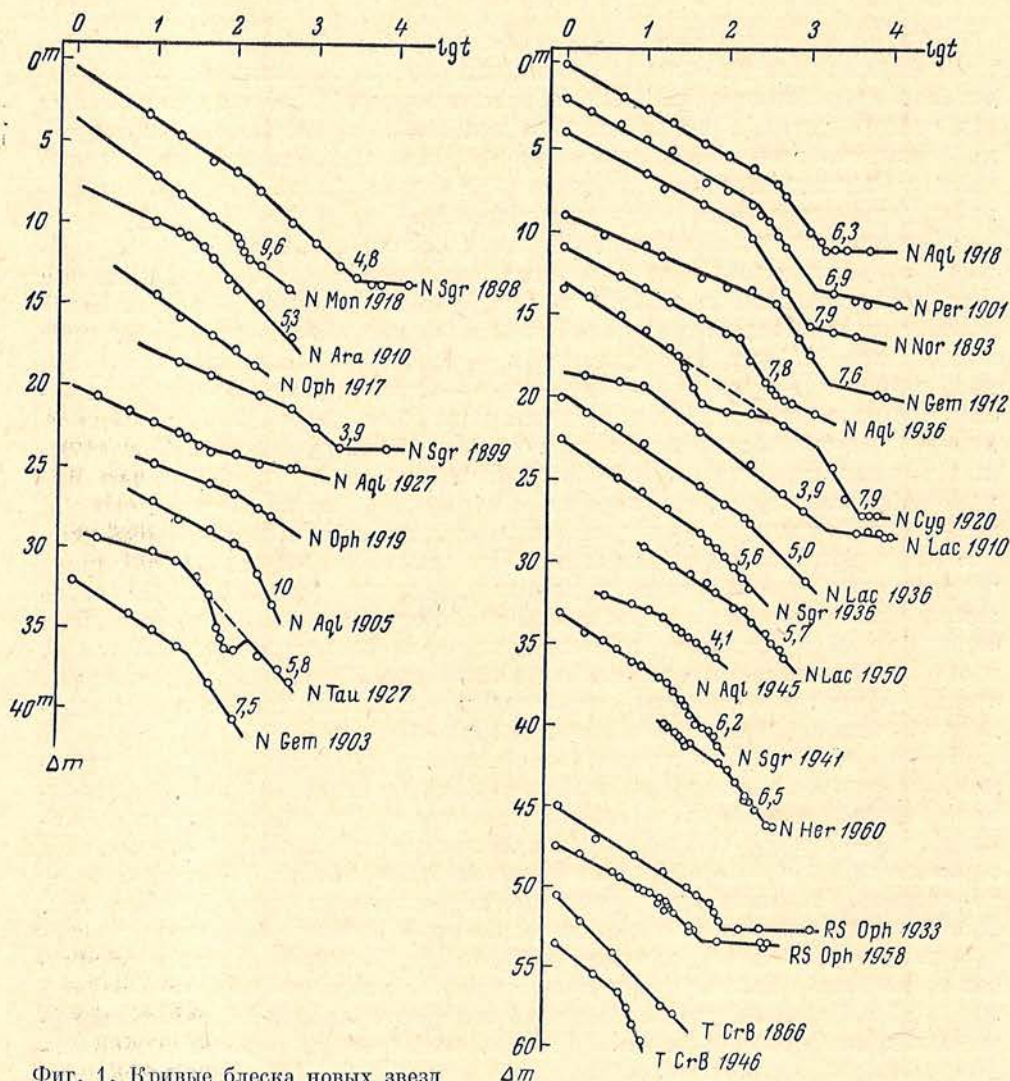
Судя по системам абсорбционных спектров на ранних стадиях и по наблюдаемому виду оболочек новых, выброс газа происходит в виде отдельных струй и потоков. Такие образования должны затем дробиться на отдельные сгустки, в результате чего ослабление суммарного блеска должно соответствовать соотношению (5) в случае независимого расширения каждого сгустка, либо соотношению (6) в случае, когда эти сгустки образуют двумерно расширяющуюся оболочку.

При сравнении наблюдаемых кривых блеска новых звезд с полученными теоретическими соотношениями возможны заметные расхождения даже при правильном выборе геометрической модели оболочки. Дело в том, что при достаточно низкой плотности вещества свечение всех трех компонентов небулярного излучения — рекомбинационных и запрещенных линий и небулярного континуума — пропорциональны мере эмиссии светящегося слоя. Но при больших плотностях, когда в небулярном континууме оптическая толща газа меньше единицы, а в рекомбинационных линиях еще велика, пропорциональность между компонентами нарушается: эмиссия в небулярном континууме должна подчиняться (5) или (6), яркость рекомбинационных линий будет падать с меньшей скоростью, а яркость запрещенных линий в некоторые периоды может даже возрастать из-за ослабления «гасящих» ударов второго рода. Таким образом, в зависимости от состава линейчатого спектра, входящего в полосу спектральной чувствительности используемой фотометрической системы, и от того, как далеко продвинулась новая в своем развитии в небулярной стадии, эффект эмиссионных линий может в той или иной степени приводить к отклонениям от соотношений (5) и (6).

Имея в виду все эти замечания, обратимся теперь к данным наблюдений. На фиг. 1 приведены кривые блеска новых, построенные Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [1] и дополненные данными более поздних публикаций [13—18]. На графиках указаны логарифмические коэффициенты b соотношений $\Delta m = b \lg t$ для тех участков кривых блеска, которые можно считать, соответствуют расширению оптически тонкой оболочки. В среднем наблюдаемые логарифмические коэффициенты близки к теоретическим, но указанные выше геометрические, фотометрические и физические факторы обуславливают существование довольно широкого набора значений b . Заметим, что роль физических факторов в дисперсии логарифмических коэффициентов, по-видимому, наименьшая, так как спектральные наблюдения показывают, что к небулярной стадии истечение вещества в основном заканчивается (что обеспечивает выполнение (3)), скорость расширения оболочки становится постоянной (что обеспечивает $R \propto t$), электронная температура практически не изменяется [19], водород все время остается полностью ионизованным и лишь изменение электронной плотности и степени ионизации тяжелых элементов сказывается на яркости запрещенных линий*.

В свете изложенного выше легко понять различия логарифмического коэффициента N Her 1960 для разных спектральных интервалов, обнаруженные В. В. Прокофьевой и Т. С. Белякиной [20]. Из фотоэлектрических наблюдений [20] следует, что в течение третьей и четвертой недель после максимума блеска логарифмический коэффициент N Her 1960 в области H_α составлял 2,4, а в области λ 8200 Å, где вклад эмиссионных полос в

* У новых типа N Her 1934 происходит быстрый спад яркости ($b \approx 20 \div 30$) еще до достижения ими небулярной стадии развития. Это явление связано с временным уменьшением степени ионизации водорода. Затем степень ионизации вновь повышается, блеск достигает почти прежнего уровня и в дальнейшем происходит уменьшение яркости по описанной выше «небулярной» схеме. Поэтому для интерпретации наблюдаемых величин b необходимы хотя бы самые грубые спектральные данные, которые позволяли бы установить, переходит ли звезда уже в небулярную стадию или же находится во временном минимуме, какой наблюдался у N Her 1934, N Sct 1949, N Tau 1927 и, возможно, у N Cyg 1920.



Фиг. 1. Кривые блеска новых звезд

общую светимость Новой сравнительно мал, был равен 6,3; в последний период, охваченный этими наблюдениями, $t = 45 \div 75^d$ — логарифмические коэффициенты в указанных спектральных участках составляли соответственно 5,8 и 5,2. Если предположить, что оптическая толщина оболочки Новой в инфракрасном непрерывном спектре была мала уже в период $t = 20 \div 30^d$, а $\tau_{H\alpha}$ стала мала лишь после $t = 50^d$, то как раз и должно иметь место наблюдаемое постоянство коэффициента b ($\lambda 8200 \text{ \AA}$) и рост коэффициента b ($H\alpha$) до величины b ($\lambda 8200 \text{ \AA}$).

Непосредственно после максимума блеска логарифмические коэффициенты типичных новых гораздо меньше, чем $5,0 \div 7,5$: $b_1 \approx 2,5$. Это обстоятельство связано с продолжающимся истечением газа и с большой оптической толщиной выброшенного вещества. Совпадение (1) и (7) является, по-видимому, чисто случайным, так как спектр оптически тонкой струи не соответствует наблюдаемым спектрам новых в период от максимума блеска до переходной стадии. Независимо от физического смысла (1), это соотношение позволяет реконструировать кривые блеска новых вблизи максимума блеска, и в статистических исследованиях широко используется вытекающая из (1) связь абсолютной величины Новой M_v со

скоростью падения блеска dm/dt . Очевидно, конкретный вид соотношения $M_v (dm/dt)$ зависит от величины b_1 . В связи с этим необходимо заметить, что у повторных новых, у которых сразу после максимума блеска происходит быстрое падение яркости (см. две пары нижних кривых на фиг. 1), коэффициент b_1 больше, чем у типичных новых, и зависимость $M_v (dm/dt)$ должна отличаться от соответствующего отношения у типичных новых. Применение одного и того же соотношения $M_v (dm/dt)$ к типичным и повторным новым неизбежно должно приводить к значительным ошибкам, что в действительности и обнаруживается [8, стр. 46].

II. Вспышки звезд типа UV Cet

Вспышки звезд типа UV Cet — процессы несравненно меньшего масштаба, чем вспышки новых. Тем не менее, при этих вспышках иногда происходит многократное усиление блеска звезд, и такие процессы должны быть тесно связаны со строением и эволюцией звезд поздних спектральных классов.

К настоящему времени предложены три гипотезы для объяснения вспыхивающих звезд: гипотеза горячего пятна [21], гипотеза о вынужденной аккреции [22] и гипотеза о выделении внутризвездной энергии [23]. Первая из них имеет два существенных недостатка: она не может объяснить чрезвычайную кратковременность вспышки и мощное излучение в линиях, которое возникает лишь в неравновесных условиях. Вторая и третья гипотезы являются весьма общими; третья, например, вообще не содержит каких-либо конкретных физических механизмов. Гипотеза о релятивистских электронах, рассматривавшаяся одно время как конкретизация идей [23], также не согласуется с наблюдениями [24]. В такой ситуации естественно рассмотреть схему, прямо противоположную [21], — гипотезу о свечении оптически тонкого слоя ионизованного газа, т. е. небулярную модель вспышки звезды типа UV Cet. Прежде чем ставить вопрос о механизме возникновения около такой звезды ионизованного газа, необходимо убедиться, что небулярная модель действительно может объяснить наблюдаемые качественные особенности вспышек. Затем следует оценить каким-либо способом параметры горячего газа и лишь после этого, имея грубую количественную модель вспышки, можно обсуждать вопрос о природе этих удивительных процессов.

Интерпретация кривых блеска вспышек звезд типа UV Cet

UV Cet-звезды являются карликами класса M, и, хотя в спокойном состоянии у некоторых из них спектроскопически обнаруживаются образования типа хромосферы, нет уверенности, что в поле излучения этих звезд горячий газ сможет продолжительное время сохранять высокую степень ионизации. В таком случае свечение возникшего каким-то образом горячего газа будет ослабевать из-за уменьшения плотности ионизованного вещества, обусловленного расширением и рекомбинациями:

$$dn_e/dt = (dn_e/dt)_{\text{расшир}} + (dn_e/dt)_{\text{рекомб}}. \quad (8)$$

Как и в случае новых, будем считать электронную температуру газа (T_e), скорость расширения (v) и его общую массу (nV) неизменными во времени. Пусть R_0 — характерный размер газового образования в момент максимума блеска. При k -мерном расширении по закону $R = R_0 + vt$ из условия сохранения массы газа $nR^k = \text{const}$ нетрудно получить

$$(dn_e/dt)_{\text{расшир}} = -kn_e \frac{v/R_0}{1 + \frac{v}{R_0} t}. \quad (9)$$

Рекомбинации дают

$$(dn_e/dt)_{\text{рекомб}} = -C(T_e)n_e^2. \quad (10)$$

Следовательно,

$$dn_e/dt = -kn_e \frac{v/R_0}{1 + \frac{v}{R_0}t} - C(T_e)n_e^2. \quad (11)$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$\frac{n_0}{n_e} = \left(1 + \frac{t}{A}\right)^k + \frac{1}{k-1} \frac{A}{B} \left[\left(1 + \frac{t}{A}\right)^k - \left(1 + \frac{t}{A}\right) \right], \quad (12)$$

где $A = R_0/v$ — время удвоения начального размера газового образования и $B = 1/n_0 C(T_e)$ — время рекомбинации при начальной плотности ионизованного вещества*. Поскольку $I \propto n_e^2 V \propto n_e^2 R^k$, то

$$m - m_{\max} = 2,5 \lg \frac{I_0}{I} = 2,5 \lg \frac{\left\{ \left(1 + \frac{t}{A}\right)^k + \frac{1}{k-1} \frac{A}{B} \left[\left(1 + \frac{t}{A}\right)^k - \left(1 + \frac{t}{A}\right) \right] \right\}^2}{\left(1 + \frac{t}{A}\right)^k}. \quad (13)$$

При $k=1$ электронная плотность меняется по закону

$$\frac{n_0}{n_e} = \left(1 + \frac{t}{A}\right) \left[1 + \frac{A}{B} \ln \left(1 + \frac{t}{A}\right) \right], \quad (14)$$

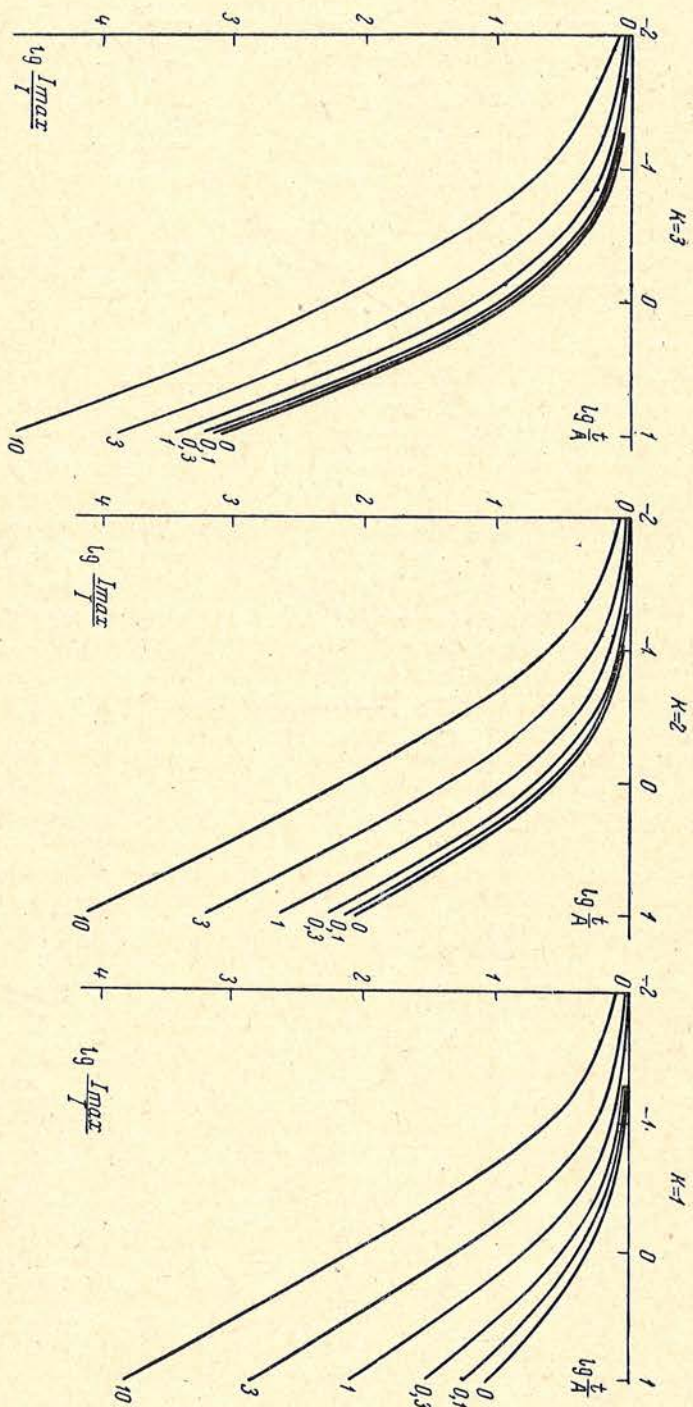
и блеск газовой «струи» должен падать согласно соотношению

$$m - m_{\max} = 2,5 \lg \left\{ \left(1 + \frac{t}{A}\right) \left[1 + \frac{A}{B} \ln \left(1 + \frac{t}{A}\right) \right]^2 \right\}. \quad (15)$$

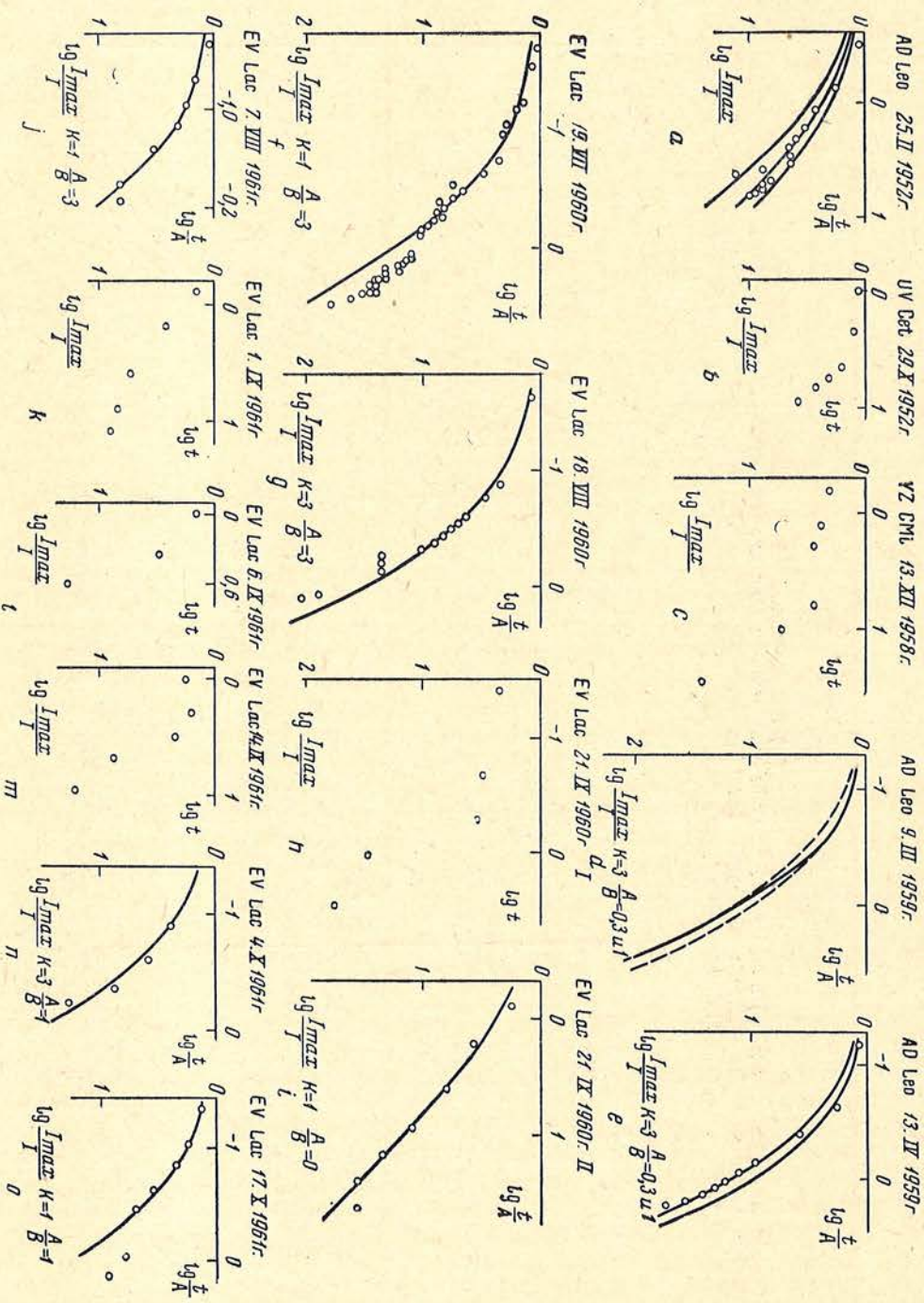
Полагая в этих общих соотношениях $B \rightarrow \infty$, получим найденные в предыдущем разделе кривые изменения блеска газовых облаков, яркость которых ослабевает только из-за расширения. Если положить $A \rightarrow \infty$, то получим кривую блеска газового образования, яркость которого падает только из-за рекомбинаций; очевидно, эту кривую можно получить непосредственно интегрированием уравнения (10).

На фиг. 2 приведены вычисленные по (13) [и (15)] теоретические кривые блеска для $k=1; 2$ и 3 при $A/B = 0; 0,1; 0,3; 1; 3$ и 10 . На фиг. 3 дано сопоставление этих теоретических кривых с опубликованными непрерывными фотоэлектрическими записями вспышек различных звезд [25–30], точнее, с нисходящими ветвями кривых блеска вспышек. Кривые блеска вспышек получены фотометрическим вычитанием минимального блеска звезды из наблюдаемого суммарного блеска системы во время вспышки. Кривую блеска вспышки звезды AD Leo, записанную Лиллером 25.II 1952 г. [25], можно интерпретировать как кривую блеска газовой «струи» при $A/B = 0 \div 0,3$ (фиг. 3, а). (Лиллер отмечает, что первая точка на нисходящей ветви кривой блеска, по-видимому, завышена относительно максимума, но настаивает по реальности резкого падения блеска с предшествующим и последующим всплесками в последние минуты вспышки.) Вспышку UV Cet 29.X 1952 г. и вспышку YZ CMi 13.XII 1958 г., записанные Роком [26, 27], не удастся объяснить с помощью вычисленных теоретических кривых (фиг. 3, б, в). Кривые блеска вспышек AD Leo 9.III 1959 г. и 13.IV 1959 г., записанные Эйбеллом [28] и Энгелькемеем [29], можно интерпретировать как кривые блеска расширяющихся облаков при $A/B = 0,3 \div 1$ (фиг. 3, д, е). Из десяти вспышек EV Lac, записанных П. Ф. Чугайновым [30], шесть удастся интерпретировать в рамках небулярной модели: кривую блеска вспышки 19.VII 1960 г. можно объяснить

* «Начальный момент» соответствует максимуму блеска вспышки.



Фиг. 2. Теоретические кривые блеска оптически тонких газовых образований, блеск которых ослабевает из-за расширения и рекомбинации. Кривые $k=1, 2$ и 3 соответствуют равномерному, двумерному и трехмерному расширению. Числа справа от кривых равны соответствующим отношениям характерного времени расширения (A) к характерному времени рекомбинации (B)



Фиг. 3. Сравнение теоретических и наблюдаемых кривых блеска звезд типа UV Cet. На фиг. 3, d теоретические кривые проведены пунктиром, наблюдаемая — сплошной линией; в остальных случаях наблюдения представлены отдельными точками, теоретические кривые — сплошными линиями. На фиг. 3, a $\kappa=1$, $\frac{A}{B}=0$; 0,1 и 0,3

как высвечивание «струи» при $A/B = 3$ (фиг. 3, *f*); кривую блеска вспышки 18.VIII 1960 г. — как высвечивание облака при $A/B = 3$ (фиг. 3, *g*); кривую блеска второй вспышки 21.IX 1960 г. — как высвечивание «струи» при $A/B = 0$, т. е. при чистом расширении (фиг. 3, *i*); кривую блеска вспышки 7.VIII 1961 г. — как высвечивание «струи» при $A/B = 3$ (фиг. 3, *j*); кривую блеска вспышки 4.X 1961 г. — как высвечивание облака при $A/B = 3$ (фиг. 3, *n*) и кривую блеска вспышки 17.X 1961 г. — как высвечивание «струи» при $A/B = 1$ (фиг. 3, *o*).

Таким образом, в девяти случаях из пятнадцати наблюдения достаточно хорошо представляются теоретическими кривыми. Этот результат следует считать обнадеживающим, и то обстоятельство, что шесть из рассмотренных пятнадцати вспышек не удается представить теоретическими кривыми фиг. 2, не свидетельствует об ошибочности исходной небулярной модели. Дело в том, что использована простейшая схема однократного возникновения и последующего равномерного расширения и высвечивания горячего газа; неоднородности плотности, дисперсия скоростей расширения и увеличение длительности процесса возникновения газового облака до нескольких минут должны привести к заметным отклонениям наблюдаемых кривых блеска от вычисленных теоретических кривых.

Рассмотрим подробнее «непредставленные» вспышки. Три из них — вспышка 13.XII 1958 г. YZ CMi, первая вспышка 21.IX 1960 г. EV Lac и вспышка 14.IX 1961 г. той же звезды (фиг. 3, *c*, *h*, *m*) — имеют сходные между собой кривые блеска с заметной «ступенькой» или даже с «седлом» на нисходящей ветви. Таков же характер кривой блеска вспышки звезды H II 1306 в Плеядах [31] (отсутствие надежных фотометрических данных вблизи максимума блеска не позволило включить эту вспышку в фиг. 3). «Ступенька» или «седло» на нисходящей ветви кривой блеска наводят на мысль о затяжном или кратном процессе возникновения горячего газа над поверхностью звезды. Четвертая вспышка из шести, не поддающихся интерпретации с помощью фиг. 2, — вспышка UV Cet 29.X 1952 г. (фиг. 3, *b*) — имела сильную предвспышку, закончившуюся (?) за пять секунд до начала основной вспышки. Далее, не следует забывать и о возможных чисто фотометрических ошибках. Например, основная часть кривых блеска вспышек EV Lac 19.VII, 18.VIII и 21.IX (II) 1960 г., 7.VIII и 17.X 1961 г. неплохо представляются теоретическими кривыми блеска, но последние точки обнаруживают отклонения от этих кривых. По-видимому, эти отклонения следует отнести за счет ошибок в измерениях разностей звездных величин $\Delta m = m_{*+всп} - m_*$, которые неизбежно возникают при малых Δm . В двух последних вспышках из числа «непредставленных», — вспышках EV Lac 1.IX и 6.IX 1961 г. (фиг. 3, *k*, *l*) — Δm вообще были невелики, и такие ошибки могли сильно исказить кривые блеска этих вспышек; это тем более вероятно, что указанные кривые блеска строятся лишь по 4—6 точкам.

Многие исследователи [21, 24, 27, 28, 30] представляли начальные участки нисходящих ветвей кривых блеска вспышек звезд типа UV Cet в виде экспоненты:

$$I = I_0 e^{-\beta t},$$

т. е.

$$m - m_{\max} = 1,086 \beta t. \quad (16)$$

Это обстоятельство не противоречит нашему представлению кривых блеска на более широком временном интервале (ср., например, фиг. 2, *a* [30] и фиг. 3, *i*): при малых t из (13) нетрудно получить следующее соотношение:

$$m - m_{\max} = 5,75 (k/A + 2/B) t, \quad (17)$$

которое совпадает по форме с (16) и позволяет понять физический смысл величины β .

Резюмируя все сделанные рассуждения, можно утверждать, что небулярная модель удовлетворительно представляет наблюдаемые нисходящие ветви кривых блеска вспышек звезд типа UV Cet.

Модель вспышки

Представление наблюдаемых кривых блеска вспышек теоретическими кривыми позволяет получить грубые количественные оценки физических параметров светящегося газа.

Непосредственно из фиг. 3 для каждой «представленной» вспышки можно получить величины A/B и A ; когда A/B заметно отличается от нуля, то эти графики позволяют определить порознь характерные времена расширения (A) и рекомбинации (B). «Наблюдаемые» величины A и B связывают четыре независимых параметра газа: плотность n_0 , размер R_0 , скорость расширения v и температуру T_e . Положим $T_e = 30\,000^\circ\text{K}$ (наблюдаемые при вспышках UV Cet эмиссионные линии He I и He II [6, стр. 666] свидетельствуют о довольно высокой температуре газа). В качестве третьей «наблюдаемой» величины можно использовать общую энергию, излучаемую вспышкой. Действительно, в фотографической области спектра вспышка излучает кванты, возникающие при свободно-свободных переходах, и кванты, которые возникают при рекомбинациях и последующих каскадных переходах, связанных с линиями балмеровской серии (кроме H_α) и папеновским континуумом. Поскольку предполагается, что после максимума блеска газ только высвечивается, то каждая пара частиц протон + электрон может дать за время вспышки несколько «фотографических» свободно-свободных квантов и не более одного «фотографического» рекомбинационного кванта. Так как к моменту угасания вспышки практически все протоны и электроны успевают прорекомбинировать и заметная часть всевозможных каскадных переходов содержится в себе звенья $n \rightarrow 2$ и континуум $\rightarrow 3$, то можно считать, что количество квантов, излучаемых вспышкой в фотографической области спектра после максимума блеска, равно по порядку величины общему количеству протон-электронных пар в светящемся газе:

$$L_B/\bar{h\nu} \approx N = n_0 R_0^3. \quad (18)$$

Ограничимся вспышками EV Lac, для которых имеется однородный наблюдательный материал [30]. Величины L_B можно найти по кривым блеска вспышек с учетом следующих данных. От звезды A0 $m_v = 6^m,0$ на Землю приходит по $2,1 \cdot 10^{-8} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ в фотографической (B) и в визуальной (V) областях спектра [32]; столько же приходит и от М-звезды $m_v = 6^m,0$ в визуальной области. Поскольку $(B - V)_{A0} = 0^m,0$, а $(B - V)_{AD\text{ Leo}} \approx +1^m,5$ [29, 33], то от звезды типа UV Cet с $m_v = 6^m,0$ в фотографической области должно приходиться в 4 раза меньше энергии, чем в визуальной области спектра. Полагая $(B - V)_{EV\text{ Lac}} = (B - V)_{AD\text{ Leo}}^*$ и учитывая видимую величину ($10^m,2$) и расстояние (5 nc) до EV Lac [6, стр. 666], получаем светимость этой звезды в фотографической области спектра в нормальном (минимальном) состоянии: $L_{EV\text{ Lac}} = 3,1 \times 10^{29} \text{ эрг/сек}$. Интегрирование кривых блеска вспышек [30], которые построены в единицах $L_{EV\text{ Lac}}$, от максимума блеска до угасания вспышки позволяет получить величину L_B .

В таблице собраны исходные величины A/B , A и L_B и вычисленные по ним (при $T_e = 30\,000^\circ\text{K}$) значения N , B , n_0 , R_0 и v вспышек EV Lac, кривые блеска которых удалось представить теоретическими кривыми.

* Измерения Мамфорда [34] дают $(B - V)_{EV\text{ Lac}} = +1^m,38$. Но, как отмечает Мамфорд, нет уверенности, что эти измерения выполнены действительно в минимуме блеска.

Дата вспышки EV Lac	Фиг.	k	A/B	A , сек	L_B , эрг	$N \propto L_B$
19.VII 1960 г.	3, f	1	3	1100	$8,3 \cdot 10^{32}$	$1,9 \cdot 10^{14}$
18.VIII	3, g	3	3	4000	$1,6 \cdot 10^{33}$	$3,6 \cdot 10^{14}$
21.IX II	3, i	1	0	13	$3,9 \cdot 10^{31}$	$8,9 \cdot 10^{12}$
7.VIII 1961 г.	3, j	1	3	1200	$5,9 \cdot 10^{31}$	$1,3 \cdot 10^{13}$
4.X	3, n	3	3	130	$4,0 \cdot 10^{30}$	$9,1 \cdot 10^{11}$
17.X	3, o	1	3	420	$4,1 \cdot 10^{31}$	$9,3 \cdot 10^{12}$
«Средняя» вспышка				200	$8 \cdot 10^{31}$	$2 \cdot 10^{13}$

(прод. слезние

Дата вспышки EV Lac	$B = \frac{A}{A/B}$, сек	$n_0 \propto \frac{A}{B} \cdot A^{-1} T^{3/4}$, см ⁻³	$R_0 \propto L_B^{1/3} \times$ $\times (A/B)^{-1/3} \times$ $\times A^{1/3} T^{-1/4}$, см	$v \propto L_B^{1/3} \times$ $\times (A/B)^{-1/3} \times$ $\times A^{-2/3} T^{-1/4}$, см/сек
19.VII 1960 г.	360	$2,1 \cdot 10^{10}$	$2,1 \cdot 10^{10}$	$1,9 \cdot 10^8$
18.VIII	1300	$5,8 \cdot 10^9$	$4,0 \cdot 10^{11}$	$1,0 \cdot 10^8$
21.IX II				
7.VIII 1961 г.	400	$1,9 \cdot 10^{10}$	$8,8 \cdot 10^{10}$	$7,3 \cdot 10^7$
4.X	43	$1,8 \cdot 10^{11}$	$1,7 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^8$
17.X	140	$5,5 \cdot 10^{10}$	$5,6 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^8$
«Средняя» вспышка	200	$3 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^8$

В названиях столбцов приведены зависимости вычисленных величин от значений исходных данных; в последней строке приведены параметры «средней» вспышки EV Lac. То обстоятельство, что наблюдения представляются теоретическими кривыми с $k=1$ и $k=3$, но нет вспышек, соответствующих $k=2$, доказывает, по-видимому, что вспышки связаны с локальными процессами и не захватывают всю звезду.

Очевидно, используемая изотермическая модель является весьма грубой схемой вспышки. Не зная механизма возникновения вспышки, нельзя ничего сказать о возможном нагреве газа, но можно указать, по крайней мере, три механизма охлаждения: адиабатическое расширение, высвечивание при свободно-свободных переходах и охлаждение на нейтральных атомах водорода. Согласно фиг. 3, до момента угасания вспышки газовое образование увеличивает свой характерный размер от R_0 до $(10 \div 20) R_0$ при одномерном расширении ($k=1$) и от R_0 до $(2 \div 3) R_0$ — при трехмерном расширении ($k=3$). При этом средняя плотность вещества должна уменьшиться в $10 \div 30$ раз ($n \propto R^{-k}$). Если это расширение адиабатическое, то $T \propto n^{2/3}$ и температура газа должна уменьшиться в $5 \div 10$ раз к моменту угасания вспышки. Далее, средняя энергия свободного электрона при $T_e = 30\,000^\circ\text{K}$ равна $6,2 \cdot 10^{-12}$ эрг. Потери на свободно-свободное излучение составляют $1,4 \cdot 10^{-12}$ эрг за время одной рекомбинации [35]. Еще более эффективно охлаждение на водородных атомах: если ионизация газа не поддерживается внешними источниками (а рассматривается

именно такая модель), то уже через одну секунду около 1% протонов и электронов прорекомбинируют, и при такой степени ионизации потери на возбуждение водородных атомов составят $5,1 \cdot 10^{-10}$ эрг за время одной рекомбинации [35].

Эффективность всех этих механизмов охлаждения падает по мере уменьшения плотности вещества и его температуры, но ясно, что при отсутствии механизмов нагрева за время наблюдения вспышки, которое охватывает интервал в несколько единиц характерного времени рекомбинации, температура газа должна упасть от нескольких десятков тысяч до нескольких тысяч градусов. Систематическое уменьшение температуры должно увеличить вероятность рекомбинаций и ускорить высвечивание газа. В таком случае наблюдения должны давать в логарифмических осях систематически более выпуклые кривые блеска, чем вычисленные кривые для изотермической модели: более пологий спад блеска непосредственно после максимума и более крутой спад перед угасанием вспышки. Количественно эффекты охлаждения будут подробно рассмотрены в одной из следующих статей этой серии.

Радиоизлучение вспыхивающих звезд

Появившиеся недавно сообщения о радионаблюдениях вспыхивающих звезд [36; 37] заставляют рассмотреть полученную модель вспышки как возможный источник радиоизлучения. Оценим тепловое излучение нестационарной области II, возникающей, согласно описанной выше модели, при вспышке. Поток радиоизлучения, регистрируемый на Земле, определяется формулой:

$$F_\nu = \Omega \frac{2kT}{\lambda^2} (1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (19)$$

где Ω — телесный угол, под которым видна светящаяся область; k — постоянная Больцмана; λ и ν — соответственно длина волны и частота радиоизлучения. Оптическая толща горячего газа в радиодиапазоне равна [38]:

$$\tau_\nu = \frac{3,0 \cdot 10^{16}}{T^{3/2} \nu^2} \left[17,7 + \ln \frac{T^{3/2}}{\nu} \right] ME. \quad (20)$$

Наблюдения [37] выполнены на частоте 240 Мгц; примем, что $T_e = 20\,000^\circ\text{K}$ все время после максимума блеска в оптической области. Тогда

$$F_\nu = 3,5 \cdot 10^{-16} \Omega (1 - e^{-\tau_\nu}) \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}, \quad (21)$$

$$\tau_\nu = 2,4 \cdot 10^{-6} ME.$$

Радионаблюдения [37] проводились для трех вспыхивающих звезд — UV Cet, YZ CMi и EV Lac, но в опубликованном анализе 23 вспышек не указано, какие именно звезды вспыхивали. Известно лишь, что вспышки в оптическом диапазоне были довольно слабыми. Поэтому допустим, что грубым приближением для некоторой средней радиовспышки может служить модель вспышки EV Lac 4.X 1961 г. — самой слабой из «представленных» вспышек этой звезды. В момент максимума оптического блеска этой вспышки, согласно таблице,

$$ME_0 = 2 \cdot 10^{14}, \tau = 5 \cdot 10^8 \text{ и } \Omega_0 = 1 \cdot 10^{-18} \text{ стер}. \quad (22)$$

Согласно модели вспышки, $k = 3$ и $A/B = 3$, так что

$$ME(t) = ME_0 \frac{1 + t/A}{\{^{5/2} (1 + t/A)^3 - ^{3/2} (1 + t/A)\}^2}, \quad (23)$$

$$\Omega = \Omega_0 (1 + t/A)^2.$$

Поэтому тепловое радиоизлучение вспышки должно меняться со временем следующим образом:

$$F_{\nu}(t) = 4 \cdot 10^{-37} (1 + t/A)^2 \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{2 \cdot 10^9}{(1 + t/A) [5(1 + t/A)^2 - 3]^2} \right] \right\} \text{см/м}^2 \cdot \text{гц} \approx \\ \approx 4 \cdot 10^{-37} (1 + t/A)^2 \{ 1 - \exp [-8 \cdot 10^7 (1 + t/A)^{-5}] \} \text{см/м}^2 \cdot \text{гц}. \quad (24)$$

Максимум этой функции достигается при $(1 + t/A) \simeq 34$ и равен $F_{\nu \text{max}} = 3 \cdot 10^{-34} \text{см/м}^2 \cdot \text{гц}$. Радиоизлучение вспыхивающих звезд имеет мощность $\geq 10^{-26} \text{см/м}^2 \cdot \text{гц}$ [37]. Ясно, что расхождение на 8 порядков нельзя отнести за счет неточностей модели, и необходимо считать радиоизлучение вспыхивающих звезд нетепловым. С другой стороны, тридцатикратное расширение вспышки EV Lac 4.X 1961 г. имело бы место примерно через 60 мин после оптического максимума блеска; но вспышки, зарегистрированные в радиодиапазоне, вероятно, были в несколько раз слабее этой вспышки EV Lac, так что наблюдаемое запаздывание радиовсплеска до 8 мин [37] действительно можно рассматривать как результат «просветления» оптически плотного облака.

Предмаксимальная стадия вспышки

Рассмотрение фиг. 3 и таблицы наводит на мысль, что возникновение горячего газа над поверхностью звезды можно представить как выброс оптически плотного горячего образования, которое расширяется, при $\tau \sim 1$ достигает максимального блеска и затем угасает по описанной выше схеме. Если этот выброс «вернуть» на уровень фотосферы М-карлика, где плотность вещества $\sim 3 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$, то начальный размер такого выброса составит $\sim 0,005 R_{\odot}$. Масса среднего выброса, согласно таблице, $\sim 10^{-14} M_{\odot}$ и кинетическая энергия $\sim 10^{35} \text{эрг}$ (то же отношение энергии излучения к кинетической энергии, что в новых и сверхновых II типа). Если считать, что вспышки происходят в среднем через 30–40 час, то потеря массы вспыхивающей звездой равна $\sim 2 \cdot 10^{-12}$ солнечной массы в год. Поскольку М-карликов в Галактике на 3–4 порядка величины больше, чем М-гигантов, то не исключено, что карлики вносят больший вклад в межзвездную среду, чем гиганты.

В спектре вспышки UV Cet 25.IX 1948 г. Джой и Хьюмасон [39] обнаружили наряду с эмиссионными линиями сильный континуум, спектральное распределение энергии в котором соответствовало спектротометрической температуре свыше $10\,000^{\circ}\text{K}$ и не было похоже на рекомбинационное излучение. Из-за этого обстоятельства до сих пор отказывались от попыток связать вспышки звезд типа UV Cet с обычным свечением газа. Гипотеза выброса дает естественное объяснение этому наблюдаемому факту. Действительно, если до максимума блеска оптическая толща выброса больше единицы, то выброс должен излучать в непрерывном спектре. Допустим, что при $\tau > 1$ блеск выброса пропорционален его поверхности, т. е., что нарастание блеска происходит по закону $(1 + t/A)^2$ при $k = 3$ и по закону $1 + t/A$ при $k = 1$ ($-1 < t/A < 0$). В качестве характерного времени возгорания вспышки t' возьмем интервал времени от $0,1 I_{\text{max}}$ до I_{max} ; аналогично, за характерное время угасания t'' возьмем интервал времени от I_{max} до $0,1 I_{\text{max}}$. Чтобы на спектре, полученном за все время вспышки, дополнительный континуум был более заметной особенностью, чем эмиссионные линии, необходимо иметь $t' > t''$. Это соотношение будет иметь место при $A/B > 5$ (зависимость этой оценки от k довольно слабая: 4,9 для $k=3$ и 4,1 для $k=1$). Отношение A/B в UV Cet может быть систематически больше, чем в EV Lac и AD Leo, например, из-за меньшей скорости расширения. Тогда гипотеза выброса объясняет три особенности UV Cet, которые отличаются вспышки этой звезды от вспышек других звезд того же типа: 1) восходящая ветвь кривой блеска предвспышки 29.X 1952 г.

более пологая, чем нисходящая ветвь *; 2) сильный континуум в интегральном спектре вспышки 25.IX 1948 г. и 3) измеренная ширина эмиссии [41] соответствует движениям со скоростью лишь 150 км/сек («лишь» — так как средняя скорость расширения во вспышках EV Lac, согласно таблице, около 1000 км/сек). Возможно, это расхождение в 7 раз связано с систематической недооценкой исходных величин A/B и A для вспышек EV Lac, но не исключено, что вспышки звезды EV Lac, которая по абсолютной величине на $4^m,3$ ярче, чем UV Cet, связаны с более быстрыми выбросами. К сожалению, вспышки тех звезд типа UV Cet, для которых имеется некоторый спектроскопический материал, либо не записывались вообще, либо их не удастся представить с помощью фиг. 2, а для EV Lac и AD Leo, которые сравнительно неплохо изучены фотометрически, нет никаких данных о спектрах вспышек.

Но при рассмотрении предмаксимальной стадии вспышки в рамках гипотезы оптически плотного выброса встречаются трудности.

Если до максимума блеска $\tau > 1$, то отношение числа протонов n к числу атомов на втором уровне n_2 определяется формулой Саха—Больцмана:

$$n^2/n_2 = 0,61 \cdot 10^{15} T^{3/2} e^{-10\,000/T}. \quad (25)$$

Тогда оптическую толщину в центре линии H_β , например, можно выразить следующим образом:

$$\begin{aligned} \tau_{H_\beta} &= s_0 n_2 R = \frac{V \pi e^2}{mc} \frac{f_{42}}{\Delta \nu} n_2 R = 0,865 \cdot 10^{-7} n_2 \frac{R}{v} = \\ &= 1,42 \cdot 10^{-22} n^2 T^{-3/2} \frac{R}{v} e^{10\,000/T}. \end{aligned} \quad (26)$$

В момент максимума блеска $R/v = R_0/v = A$ и $n^2 = n_0^2 = [B \cdot 3 \cdot 10^{-10} \times \times T^{-3/4}]^{-2}$, т. е.

$$\tau_{\max} = 1,58 \cdot 10^{-3} \frac{A}{B^2} e^{10\,000/T}. \quad (27)$$

Но, согласно таблице, $A/B^2 = 2 \cdot 10^{-3} \div 7 \cdot 10^{-2}$ и, следовательно, при $T_e = 30\,000^\circ\text{K}$ $\tau_{\max} = 1 \cdot 10^{-5} \div 4 \cdot 10^{-4} \ll 1$. Чтобы получить $\tau_{\max} \sim 1$, необходимо положить $T_e \approx 3700^\circ\text{K}$. При такой температуре нельзя возбудить гелий. Главное же возражение против низкотемпературного выброса состоит в том, что при такой температуре и $n_0 \sim 7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ (средняя вспышка с учетом $n_0 \propto T_e^{3/4}$) масса нейтрального водорода в выбросе должна на 7—8 порядков превосходить массу ионизованного газа; это приводит к общей массе выброса $\sim 10^{-7} M_\odot$ и уносимой кинетической энергии $\sim 10^{43} \text{ эрг}$, что представляется невероятным.

Указанную трудность можно попытаться обойти, предполагая, что прозрачность в линии определяется не скоростью расширения, а внутренней тепловой скоростью:

$$\tau_{\max} = 1,58 \cdot 10^{-3} \frac{R_0}{B^2 v} e^{10\,000/T} = 0,82 \cdot 10^{-10} N^{1/2} B^{-5/2} T^{-3/4} e^{10\,000/T}. \quad (28)$$

Согласно данным таблицы, $0,82 \cdot 10^{-10} N^{1/2} B^{-5/2} = 0,4 \div 15$ и $\tau_{\max} (30\,000^\circ\text{K}) = 1 \cdot 10^{-3} \div 3 \cdot 10^{-2}$; чтобы получить $\tau_{\max} \sim 1$, необходимо положить $T_e = 7000^\circ\text{K}$. При такой температуре (и $n_0 \sim 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$) выброс будет на 95% состоять из ионизованного газа и отпадают возражения, связанные с неприемлемо большой массой и кинетической энергией выброса, но все еще трудно объяснить свечение гелия. Однако тепловые скорости могут определять прозрачность только «струи» и «оболочки», и

* Грандиозной вспышке 25.IX 1952 г. ($\Delta m \approx 5^m$) также предшествовало сравнительно небольшое ($\sim 0^m,5$) и медленное повышение блеска за полчаса до максимума [40].

не ясно, как этот эффект может влиять на свечение трехмерно расширяющегося облака.

Вторая трудность гипотезы оптически плотного выброса связана со следующими соображениями. Характерное время расширения вспышки EV Lac составляет в среднем несколько сот секунд (см. таблицу). Согласно схеме выброса, время возгорания вспышки по порядку величины должно совпадать с этим характерным временем, но прямые записи вспышек дают лишь десятки секунд, т. е. величину, на порядок меньшую.

Если отказаться от гипотезы оптически плотного выброса и рассматривать возможности возникновения оптически тонкой «бомбы» над фотосферой звезды, то немедленно возникают затруднения, связанные с объяснением сильного континуума вспышки UV Cet 25.IX 1948 г.

По-видимому, решение этих противоречий следует искать в механизме выхода ударной волны на поверхность звезды *. Сильная ударная волна своим излучением прогревает вещество, находящееся перед фронтом. Из-за большой плотности вещества прогревается сравнительно тонкий слой, и горячее фотосферное пятно может появиться лишь непосредственно перед выходом ударной волны на поверхность. Благодаря градиенту плотности вещества скорость ударной волны может нарастать. Если на некотором уровне скорость возмущенного газа достигнет местной параболической скорости, то весь столб вещества над этим уровнем может быть выброшен ударной волной в межзвездное пространство. При этом возникнут все наблюдаемые небулярные особенности вспышки, но нет оснований ожидать, что в максимуме блеска оптическая толща выброса будет порядка единицы. Необходимо провести количественный расчет этой модели.

III. Колориметрические характеристики эруптивных звезд

Если блеск эруптивной звезды в некоторых фазах определяется в значительной мере излучением оптически тонкого горячего газа, то это неравновесное излучение должно также существенным образом влиять и на колориметрические характеристики звезды. Нетрудно рассчитать ожидаемые цвета $B-V$ и $U-B$ системы звезда + горячий газ, а также изменения общего блеска системы.

Принципиальная схема расчета такова. Обозначим через U , B и V количества энергии, излучаемые в соответствующих участках спектра. Между суммарным излучением системы звезда + горячий газ и излучением отдельных ее компонентов существуют следующие очевидные соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{U_{\Sigma}}{B_{\Sigma}} &= \frac{U_*}{B_*} \frac{1 + \frac{U_{\text{газ}}}{B_{\text{газ}}} \frac{B_*}{U_*} \frac{B_{\text{газ}}}{B_*}}{1 + \frac{B_{\text{газ}}}{B_*}}, \\ \frac{B_{\Sigma}}{V_{\Sigma}} &= \frac{B_*}{V_*} \frac{1 + \frac{B_{\text{газ}}}{B_*}}{1 + \frac{V_{\text{газ}}}{B_{\text{газ}}} \frac{B_*}{V_*} \frac{B_{\text{газ}}}{B_*}}. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Отношения U_*/B_* , B_*/V_* , $U_{\text{газ}}/B_{\text{газ}}$ и $B_{\text{газ}}/V_{\text{газ}}$ зависят от спектральных характеристик отдельных компонент системы и могут быть либо измерены непосредственно в максимуме и минимуме блеска **, либо вычислены для различных звезд и различных состояний светящегося газа независимо друг от друга. При этих вычислениях удобно воспользоваться таблицами

* Эта идея была высказана С. Б. Пикельнером.

** Если есть уверенность, что в эти моменты блеск одной компоненты существенно превышает блеск другой.

Арпа [42] и находить координаты соответствующих объектов на двухцветной диаграмме по соотношениям:

$$\left. \begin{aligned} U - B &= C_{U-B}^{\text{Арп}} - 1^m,36, \\ B - V &= 1,028 C_{B-V}^{\text{Арп}} + 0^m,80. \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

Если координаты компонент $(U - B)_*$, $(B - V)_*$, $(U - B)_{\text{газ}}$ и $(B - V)_{\text{газ}}$ заданы, то всевозможные системы, которые можно получить из этих компонент, взятых в различных пропорциях, расположатся на двухцветной диаграмме вдоль некоторой кривой, соединяющей точку $\{(U - B)_*, (B - V)_*\}$ с точкой $\{(U - B)_{\text{газ}}, (B - V)_{\text{газ}}\}$. Положение составной системы $\{(U - B)_{\Sigma}, (B - V)_{\Sigma}\}$ на этой кривой определяется значением величины $B_{\text{газ}}/B_*$. Это отношение можно выразить через наблюдаемые и теоретически вычисляемые величины. Пусть ψ_{λ}^B — кривая реакции для фотометрической системы B ; введем две вспомогательные величины κ и $\Delta\lambda$:

$$\left. \begin{aligned} \kappa &= \frac{B_{\text{газ}}}{B_*} = \frac{\int \psi_{\lambda}^B I_{\lambda}^{\text{газ}} d\lambda}{\psi_{H_{\delta}}^B I_{H_{\delta}}}, \\ \Delta\lambda &= \frac{B_*}{\psi_{H_{\delta}}^B I_{H_{\delta}}} = \frac{\int \psi_{\lambda}^B I_{\lambda}^* d\lambda}{\psi_{H_{\delta}}^B I_{H_{\delta}}^*}, \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

где $I_{H_{\delta}}$ — интенсивность эмиссионной линии H_{δ} , $I_{H_{\delta}}^*$ — интенсивность излучения звезды в непрерывном спектре на $1 \text{ \AA}$ вблизи линии H_{δ} . Тогда имеем:

$$\frac{B_{\text{газ}}}{B_*} = \frac{\kappa I_{H_{\delta}}}{\Delta\lambda I_{H_{\delta}}^*}. \quad (32)$$

Эквивалентная ширина эмиссионной линии в суммарном спектре равна

$$W_{H_{\delta}}^{\Sigma} = \frac{I_{H_{\delta}}}{I_{H_{\delta}}^* + I_{H_{\delta}}^{\text{газ}}}, \quad (33)$$

где $I_{H_{\delta}}^{\text{газ}}$ — интенсивность излучения газа в континууме на $1 \text{ \AA}$ вблизи линии H_{δ} . Эквивалентная ширина линии H_{δ} в газовой компоненте

$$W_{H_{\delta}}^{\text{газ}} = \frac{I_{H_{\delta}}}{I_{H_{\delta}}^{\text{газ}}}. \quad (34)$$

Комбинируя (32) — (34), получаем

$$\frac{B_{\text{газ}}}{B_*} = \frac{\kappa/\Delta\lambda}{1/W_{H_{\delta}}^{\Sigma} - 1/W_{H_{\delta}}^{\text{газ}}}. \quad (35)$$

Величины κ и $W_{H_{\delta}}^{\text{газ}}$ вычисляются по спектральным характеристикам газовой компоненты, $\Delta\lambda$ — по спектрофотометрической температуре звезды в фотографической области спектра. Подставляя (35) в (29), получаем окончательные выражения для цветов составной системы:

$$\begin{aligned} (U - B)_{\Sigma} &= (U - B)_* - 2,5 \lg \frac{10^{-0,4[(U-B)_{\text{газ}} - (U-B)_*]} + \frac{\Delta\lambda}{\kappa} \left(\frac{1}{W_{H_{\delta}}^{\Sigma}} - \frac{1}{W_{H_{\delta}}^{\text{газ}}} \right)}{1,00 + \frac{\Delta\lambda}{\kappa} \left(\frac{1}{W_{H_{\delta}}^{\Sigma}} - \frac{1}{W_{H_{\delta}}^{\text{газ}}} \right)}, \\ (B - V)_{\Sigma} &= (B - V)_* - 2,5 \lg \frac{10^{-0,4[(B-V)_{\text{газ}} - (B-V)_*]} + \frac{\Delta\lambda}{\kappa} \left(\frac{1}{W_{H_{\delta}}^{\Sigma}} - \frac{1}{W_{H_{\delta}}^{\text{газ}}} \right)}{1,00 + \frac{\Delta\lambda}{\kappa} \left(\frac{1}{W_{H_{\delta}}^{\Sigma}} - \frac{1}{W_{H_{\delta}}^{\text{газ}}} \right)}. \end{aligned} \quad (36)$$

Из выражения (35) легко также получить формулу для приращения блеска в фотографической области спектра:

$$\Delta m_B = -2,5 \lg \left(1 + \frac{B_{\text{газ}}}{B_*} \right) = -2,5 \lg \left[1 + \frac{\kappa/\Delta\lambda}{\frac{1}{W_{H\delta}^{\Sigma}} - \frac{1}{W_{H\delta}^{\text{газ}}}} \right]. \quad (37)$$

Вычислив Δm_B и приращения цветов как функции $W_{H\delta}^{\Sigma}$, можно затем найти непосредственно зависимости цвет — величина.

Двухцветная диаграмма вспыхивающих звезд

Применим описанную выше общую схему для интерпретации UBV наблюдений вспышки звезды Н II 1306 в Плеядах. Согласно измерениям Джонсона и Митчелла [31], в спокойном состоянии этой звезды $(B-V)_* = +1^m,35$ и $(U-B)_* = +1^m,16$. Такие цвета соответствуют спектрофотометрической температуре $3000 \div 3500^\circ\text{K}$, откуда $\Delta\lambda = 1850 \div 1580 \text{ \AA}$. Допустим, что при вспышке звезды образуется горячий газ достаточно высокой плотности, так что удары второго рода дезактивируют метастабильные уровни и гасят излучение запрещенных линий и двуквантового континуума; из таблицы следует, что при вспышках EV Лас это условие определенно выполняется. Воспользуемся наблюдениями относительных интенсивностей рекомбинационных линий в туманности Ориона [43] и вычислениями [35], где даны эквивалентные ширины линии $H\delta$ в оптически тонкой газовой компоненте и спектральное распределение энергии в небулярном континууме. На основании этих данных можно вычислить все необходимые параметры газовой компоненты:

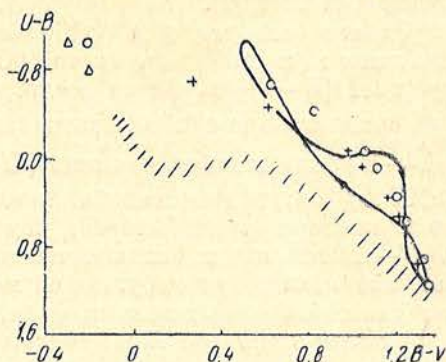
при $T_e = 10\,000^\circ\text{K}$

$\kappa = 6,8$, $W_{H\delta}^{\text{газ}} = 1150 \text{ \AA}$, $(U-B)_{\text{газ}} = -1^m,02$ и $(B-V)_{\text{газ}} = -0^m,29$;

при $T_e = 20\,000^\circ\text{K}$

$\kappa = 8,2$, $W_{H\delta}^{\text{газ}} = 430 \text{ \AA}$, $(U-B)_{\text{газ}} = -0^m,82$ и $(B-V)_{\text{газ}} = -0^m,20$.

На фиг. 4 приведена двухцветная диаграмма, на которой нанесен наблюдаемый трек вспышки звезды Н II 1306 [31] и положения составной системы, вычисленные согласно (36) с указанными выше численными значениями параметров газовой и звездной компонент. Штриховкой отмечены положения звезд главной последовательности. Кружки соответствуют составной системе, в которой электронная температура газа равна $10\,000^\circ\text{K}$, крестики — $20\,000^\circ\text{K}$. В левом верхнем углу треугольниками отмечены положения, соответствующие газовым компонентам; исходная точка трека вспышки — положение звездной компоненты. Координаты составной системы



Фиг. 4. Положения на двухцветной диаграмме вспыхивающей звезды Н II 1306

Штриховка — положения звезд главной последовательности в Плеядах; кружки — положения составной системы при электронной температуре газовой компоненты $10\,000^\circ\text{K}$; крестики — при $T_e = 20\,000^\circ\text{K}$; треугольниками — положения газовых компонент

темы на двухцветной диаграмме вычислены для $W_{H\delta}^{\Sigma} = 0; 10; 30; 50; 80; 100; 200; 300$ и $1000 \text{ \AA}$ (последняя — только для $T_e = 10\,000^\circ \text{K}$). Если небулярная модель вспышки верна, то следует ожидать соответствия рассчитанных положений составной системы с треком вспышки. На фиг. 4 действительно обнаруживается ожидаемое соответствие. Заметим, что при наблюдениях [31] запись вспышки не велась во всех трех полосах U , B и V одновременно, и «наблюдаемый» трек получен с помощью интерполяции, так что нет смысла варьировать параметры газа для лучшего представления наблюдений.

По трехцветным наблюдениям вспышки AD Leo Эйбелл [28] нашел $(B - V) = 0^m,0$ и $(U - B) = -1^m,4$. Эти величины также дают на двухцветной диаграмме точку, близкую к положениям, соответствующим газовым образованиям; поэтому наблюдения [28] можно рассматривать как дополнительное подтверждение применимости небулярной модели к вспыхивающим звездам.

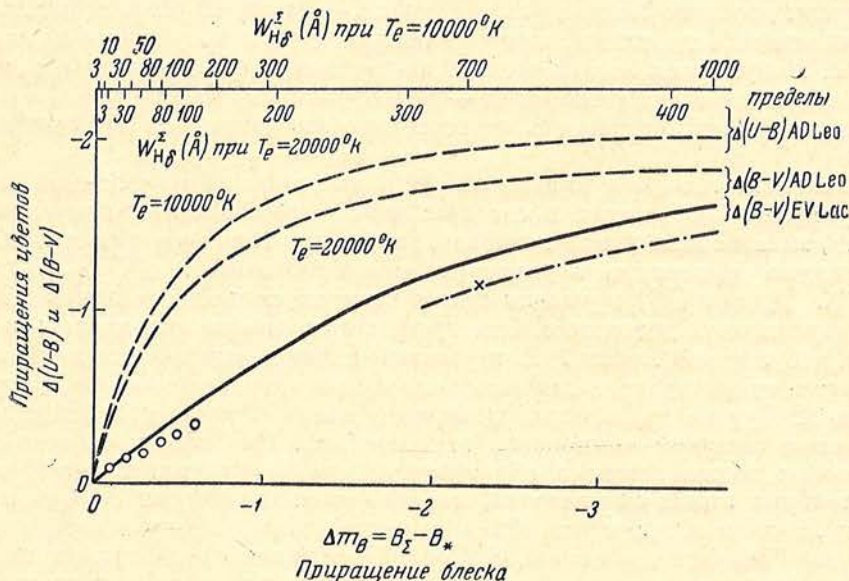
Однако соображения Эйбелла о том, что можно ожидать относительного постоянства цвета $(U - B)_{\Sigma}$ во время вспышки, поскольку цвет $(B - V)_{\Sigma}$ меняется мало, ошибочны. Как следует из фиг. 4, при сравнительно слабых вспышках ($W_{H\delta}^{\Sigma} < 50 \text{ \AA}$) цвет $(B - V)_{\Sigma}$ меняется в $4 \div 8$ раз медленнее, чем цвет $(U - B)_{\Sigma}$; при сильных вспышках ($W_{H\delta}^{\Sigma} \gtrsim 100 \text{ \AA}$) ситуация должна сильно измениться: $(B - V)_{\Sigma}$ нарастает примерно в полтора раза быстрее, чем $(U - B)_{\Sigma}$, но общее изменение цвета $\Delta(U - B)$ все время больше, чем изменение цвета $\Delta(B - V)$. Этот результат, вытекающий из небулярной модели вспыхивающих звезд, объясняет тот известный наблюдаемый факт, что слабые вспышки заметнее всего в U , менее заметны в B и иногда вообще не обнаруживаются в V .

Диаграмма цвет — величина вспышек звезд типа UV Cet

Сравнение с наблюдениями теоретической диаграммы цвет — величина, вычисленной на основе небулярной модели вспышки, можно выполнить для вспышки AD Leo 13.IV 1959 г., записанной Энгелькемеем [29]. Нормальные цвета этой звезды, согласно [33], таковы: $(U - B)_* = +1^m,06$ и $(B - V)_* = +1^m,54$; они соответствуют $T_{\text{eff}} = 3000^\circ \text{K}$ и $\Delta\lambda = 1850 \text{ \AA}$. Параметры газовой компоненты возьмем прежние. Согласно описанной выше общей схеме, сперва вычисляем приращение цветов и блеска в зависимости от величины $W_{H\delta}^{\Sigma}$, а затем строим зависимость цвет — величина непосредственно. На фиг. 5 приведены результаты таких вычислений. Сверху дана шкала эквивалентных ширин линии $H\delta$ для $T_e = 10\,000^\circ \text{K}$ и для $T_e = 20\,000^\circ \text{K}$. Штриховой линией нанесена зависимость $\Delta(U - B)$ от Δm_B для обеих температур. Зависимости $\Delta(B - V)$ от Δm_B для этих температур газовой компоненты оказались практически одинаковыми и нанесены на фиг. 5 сплошной линией. Кружки соответствуют наблюдениям $\Delta(B - V)$ и Δm_B при вспышке AD Leo [29]. Как и в случае двухцветной диаграммы, согласие можно считать удовлетворительным. С ростом Δm_B приращения цветов $\Delta(U - B)$ и $\Delta(B - V)$ асимптотически стремятся к величинам $(U - B)_{\text{газ}} - (U - B)_*$ и $(B - V)_{\text{газ}} - (B - V)_*$ соответственно; концы фигурных скобок в правой части фиг. 5 обозначают эти предельные значения приращения цветов (верхний конец каждой скобки соответствует $T_e = 10\,000^\circ \text{K}$, нижний — $T_e = 20\,000^\circ \text{K}$).

Крестиком на фиг. 5 отмечено положение EV Lac в момент максимума блеска вспышки 18.VIII 1961 г., записанной П. Ф. Чугайновым [44]. Штрих-пунктирная кривая обозначает теоретическую зависимость цвет — величина для этой звезды (на фиг. 5 приведена лишь верхняя часть кри-

вой, соответствующая довольно сильным вспышкам). Фиг. 5 показывает, что положение EV Lac в максимуме блеска на диаграмме цвет — величина также находится в соответствии с теоретическими предвычислениями для составной системы звезда + горячий газ.



Фиг. 5. Зависимости цвет — величина звезд типа UV Cet во время вспышек

Таким образом, колориметрические свойства вспыхивающих звезд — двухцветная диаграмма и зависимость цвет — величина — дают два независимых доказательства целесообразности применения небулярной модели вспышек.

Колориметрические характеристики эруптивных звезд других типов

Небулярная модель вспышки может быть использована для интерпретации явлений, происходящих в эруптивных звездах и других типов.

Среди критериев принадлежности звезд к переменным типа Т Тау есть один чисто небулярный критерий — наличие в спектре запрещенных линий [S II]. Уже одно это обстоятельство заставляет рассматривать эти нестационарные объекты как сложные системы звезда + горячий газ. Известно [6], что у многих звезд этого типа в спектрах существуют сильные эмиссионные линии, эмиссионный балмеровский континуум; колебания блеска, как и в объектах типа UV Cet, заметнее всего в U, слабее выражены в B и еще слабее — в V. Далее, как показал Харо [45], звезды типа Т Тау можно расположить в некоторую последовательность, вдоль которой одновременно меняются их спектральные и фотометрические характеристики. С одного конца этой последовательности расположатся звезды типа Т Тау с сильными и многочисленными эмиссионными линиями (в том числе запрещенными), с сильным и более или менее перманентным ультрафиолетовым континуумом. По мере продвижения вдоль последовательности интенсивности этих эмиссионных деталей ослабевают и одновременно увеличивается их переменность во времени. Эту последовательность легко интерпретировать в рамках небулярной модели: если на Т Тау-звездах более или менее беспорядочно происходят вспышки, то каждая новая вспышка мало скажется на суммарном спектре системы в

случае, когда мощность газового образования, существующего около этой звезды, велика, — получаем слабо переменную звезду с сильными эмиссионными деталями; в случае, когда мощность перманентного газового образования мала, каждая новая вспышка сильно меняет спектр и блеск системы, особенно блеск в ультрафиолете, — получаем объект со слабыми эмиссионными деталями, подверженными сильным временным изменениям. Небулярная модель может, по-видимому, объяснить и «ползание» Т Тау-звезд по диаграмме цвет — величина во время вспышек, а также их повышенную светимость относительно звезд главной последовательности.

Как известно [3] в минимуме блеска звезды типа SS Cyg имеют сильные небулярные особенности в спектре: эмиссионный балмеровский континуум, эмиссионные линии водорода, гелия; при колебаниях блеска вблизи минимума амплитуда в ультрафиолете наибольшая: $\Delta U > \Delta B > \Delta V$. К. К. Чуваев [46] приводит треки четырех сильных вспышек SS Cyg на двухцветной диаграмме. Эти треки также можно истолковать в рамках небулярной модели. В нормальном (минимальном) состоянии постоянно существующая газовая компонента сдвигает составную систему типа SS Cyg на двухцветной диаграмме вверх и влево относительно положения звездной компоненты этой системы. При вспышке блеск и оптическая толща газового образования возрастают (о последнем свидетельствуют линии поглощения, возникающие в спектрах SS Cyg в этой фазе), система в целом уподобляется звезде раннего спектрального класса, что и объясняет движение SS Cyg по двухцветной диаграмме влево и вниз, по направлению к горячим звездам главной последовательности. Затем оптическая толща газовой компоненты уменьшается и около максимума блеска положение системы на двухцветной диаграмме весьма близко к положению чисто газовой компоненты, приведенному на фиг. 4. Трек нисходящей ветви кривой блеска SS Cyg в общих чертах похож на теоретический трек очень сильной вспышки звезды типа UV Cet, когда звездная составляющая играет малую роль в общем излучении системы ($W_{H\delta}^{\Sigma} > 100 \text{ \AA}$).

Ясно, что все эти качественные соображения о применимости небулярной модели к объектам типа Т Тау и SS Cyg не заменяют количественный анализ имеющихся наблюдений, с помощью которого следует попытаться получить новые сведения об этих эруптивных звездах, как это было сделано выше для звезд типа UV Cet.

Заключение

В заключение следует сделать несколько замечаний, относящихся к методической стороне изучения эруптивных звезд.

1. Широко распространенная в настоящее время фотометрическая система *UBV* позволяет получать сравнимые результаты по данным различных наблюдателей. Обычно переход от каждой конкретной фотометрической системы к стандартной *UBV* производится по эмпирическим соотношениям, которые выводятся из наблюдений нормальных звезд с известным распределением энергии в непрерывном спектре. Но нет никаких оснований пользоваться этими же соотношениями при обработке наблюдений новых, вспыхивающих и других звезд с аномальным распределением энергии в спектре. Поэтому лучше приводить результаты наблюдений в собственной фотометрической системе и одновременно давать кривые реакции этой системы.

2. При постановке специальных наблюдений эруптивных звезд целесообразнее использовать узкополосные фильтры, центрированные либо на определенные эмиссионные линии, либо на участки непрерывного спек-

тра, свободные от эмиссионных линий. Интерпретировать такие фотометрические наблюдения несравненно легче, чем результаты широкополосной фотометрии.

3. Спектрофотометрические температуры эруптивных звезд, к которым применима небулярная модель, не имеют ничего общего с поверхностными, эффективными или спектрофотометрическими температурами самих звезд. Если распределение энергии в непрерывном спектре этих объектов в широком спектральном интервале удастся представить одной планковской кривой, то естественно пользоваться соответствующей температурой как удобным параметром распределения. Если же приходится менять спектрофотометрическую температуру через каждые $500-1000 \text{ \AA}$, то такое представление распределения энергии теряет всякий смысл и целесообразно давать это распределение просто в виде графика или таблицы.

4. Приведенный выше анализ фотометрических данных вспышек звезд типа UV Cet показывает, что использование небулярной модели приводит не только к естественному объяснению многих качественных особенностей этих объектов, но и позволяет получить некоторые, принципиально новые количественные результаты. В связи с этим обстоятельством возникает ряд соображений о дальнейших наблюдениях объектов типа UV Cet. В частности, продолжение непрерывных фотоэлектрических наблюдений в отдельных широких спектральных участках едва ли даст качественно новые сведения о природе вспышек. Более перспективным представляется получение записей вспышек в нескольких цветах одновременно или, что еще лучше, одновременная запись вспышки в одной из эмиссионных линий и в прилегающем континууме.

5. Исходя из описанной выше схемы вспышек звезд типа UV Cet, можно ожидать такие эффекты временного развития вспышки, как изменение эквивалентных ширин эмиссионных линий и разная продолжительность свечения He I и He II. Большие экспозиции дают лишь некоторый усредненный спектр вспышки, поэтому наблюдения необходимо проводить с системами, проникающая сила которых позволяет получить спектр вспышки за время не более $20-40 \text{ сек}$.

6. При параллельных спектральных и фотометрических наблюдениях вспыхивающих звезд моменты экспозиций необходимо фиксировать с точностью не ниже $10-20 \text{ сек}$. Особенно это важно при сопоставлении оптических и радионаблюдений, где величина запаздывания радиовспышки даст возможность сделать некоторые заключения о физических параметрах излучающего газа и о природе радиоизлучения вспыхивающих звезд.

Выражаю глубокую благодарность С. Б. Пикельнеру, А. А. Боярчуку, В. И. Пронику и П. Ф. Чугайнову за плодотворное обсуждение работы, И. М. Копылову и Р. Н. Ихсанову за предоставление статистических материалов по новым звездам, А. И. Оляковой и А. Е. Балковому за помощь в изготовлении иллюстраций.

Декабрь 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Бюлл. ГАИШ, № 1, 1940.
2. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Газовые туманности и новые звезды. Изд-во АН СССР, 1948.
3. В. А. Амбарцумян и др. Теоретическая астрофизика. ГТТИ, 1952.
4. И. М. Копылов. Труды четвертого совещания по вопросам космогонии. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 40.
5. C. Payne-Gaposchkin. The galactic novae. Amsterdam, 1957.
6. Stellar atmospheres (Ed. by J. L. Greenstein). Chicago, 1960.
7. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Курс астрофизики и звездной астрономии, т. 2. Физматгиз, 1962, стр. 250.

8. В. Г. Горбачкий, И. Н. Минин. Нестационарные звезды. Физматгиз, 1963.
 9. В. В. Прокофьева, Т. С. Белякина. Изв. Крымской астрофиз. obs., 29, 278, 1963.
 10. A. B. Meinel. *Astrophys. J.*, 137, 834, 1963.
 11. A. R. Sayer. *Harvard Annals*, 105, 21, 1937.
 12. Ш. Г. Горделадзе. Бюлл. Абастуманской астрофиз. obs., 1, 75, 1937.
 13. W. Bronkalla, P. Notni. *Astron. Nachr.*, 286, N 4, 179, 1962.
 14. Ch. Bertaud. *Bull. Astron.*, 14, fasc. 1, 61, 1949; *J. Observateurs*, 34, 38, 1951.
 15. T. Jarzembowski. *Acta Astron.*, 8, 226, 1958.
 16. L. Rosino, S. Taffara, G. Pinto. *Memorie Soc. Astron. Ital.*, 31, N 2-3, 3, 1960.
 17. M. W. Mayall. *Harvard Bull.*, N 918, 1946.
 18. А. В. Соловьев. Бюлл. Сталинабадской астрофиз. obs., № 1, 5, 1952.
 19. S. R. Pottasch. The nova outburst. IV. Thesis, 1958.
 20. В. В. Прокофьева, Т. С. Белякина. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 220, 1961.
 21. K. C. Gordon, G. E. Kron. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 61, 210, 1949.
 22. M. Johnson. *Observatory*, 73, N 874, 109, 1953.
 23. В. А. Амбарцумян. Сообщ. Бюраканской obs., № 13, 1954.
 24. М. А. Аракелян. Докл. АН Арм. ССР, 29, № 4, 167, 1959.
 25. W. Liller. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 64, 129, 1952.
 26. P. E. Roques. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 65, 19, 1953.
 27. P. E. Roques. *Astrophys. J.*, 133, 914, 1961.
 28. G. O. Abell. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 71, 517, 1959.
 29. D. Engelkemeir. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 71, 522, 1959.
 30. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 28, 150, 1962.
 31. H. L. Johnson, R. I. Mitchell. *Astrophys. J.*, 128, 31, 1958.
 32. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 215, 1959.
 33. H. L. Johnson, W. W. Morgan. *Astrophys. J.*, 117, 313, 1953.
 34. G. S. Mumford III. *Astron. J.*, 61, 213, 1956.
 35. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 29, 291, 1963.
 36. O. B. Slee, C. S. Higgins, G. E. Patston. *Sky and Telescope*, 25, N 2, 83, 1963.
 37. B. Lovell, F. L. Whipple, L. H. Solomon. *Nature*, 198, N 4877, 228, 1963.
 38. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. Межзвездная среда. Физматгиз, 1963, стр. 71.
 39. A. H. Joy, M. L. Humason. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 61, 133, 1949.
 40. I. A. U. Card, N 1376.
 41. A. H. Joy. Non-stable stars. (Ed. by G. H. Herbig). Cambridge, 1957, p. 31.
 42. H. Arp. *Astrophys. J.*, 133, 874, 1961.
 43. L. H. Aller, W. Liller. *Astrophys. J.*, 130, 45, 1959.
 44. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 28, 171, 1962.
 45. G. Haro. Symposium on stellar evolution. La Plata, 1962, p. 37.
 46. К. К. Чуваев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 28, 141, 1962.
-

ТЕМПЕРАТУРА ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В ИХ СПЕКТРАХ ЗА ЛАЙМАНОВСКИМ ПРЕДЕЛОМ

В. И. Проник

На основе формул Занстра, полученных для случая, когда монохроматический поток звезды за скачками H I, He I и He II меняется с частотой по степенному закону, показано, что оптическая толща планетарных туманностей за лаймановским пределом $\tau_{\text{HI}} \sim 10^{-1} - 10^{-2}$. Это приводит к тому, что яркостная температура ядер планетарных туманностей T_{HI} , характеризующая величину потока излучения сразу за лаймановским скачком, больше или такая же, как температура, найденная по линиям He II обычным методом Занстра. Получаемое отсюда несоответствие между величиной потока излучения и скоростью убывания его с частотой в области $912 \text{ \AA} > \lambda > 100 \text{ \AA}$ свидетельствует о возможном отклонении от планковского распределения энергии в этой области спектра горячих звезд, причем с уменьшением длины волны поток излучения звезды убывает намного быстрее, чем это следует из формулы Планка.

THE TEMPERATURE OF NUCLEI OF PLANETARY NEBULAE AND THEIR SPECTRAL ENERGY DISTRIBUTION BEYOND THE LYMAN LIMIT, by V. I. Pronik.— On the basis of Zanstra's formulas, obtained for the case when the monochromatic flux of stellar radiation beyond the H I, He I and He II limits varies with frequency as a power law, it is shown that the optical depth of planetary nebulae at L_c -radiation is $\tau_{L_c} \sim 10^{-1} - 10^{-2}$. Therefore the temperature of planetary nuclei T_{HI} , which characterizes the flux radiation just beyond the Lyman limit, exceeds or is equal to $T_{\text{He II}}$ — the temperature found from $\lambda 4686$ He II by Zanstra's method.

The discrepancy between the flux of stellar radiation and the rate of its decrease with frequency in the region $912 \text{ \AA} > \lambda > 100 \text{ \AA}$ is evidence of a possible deviation from the Planck energy distribution in this spectral region for hot stars. The radiation flux of the stars decreases with decreasing wavelength much more rapidly than follows from the Planck formula.

Вопрос о том, в какой мере излучение горячих звезд за лаймановским пределом близко к излучению абсолютно черного тела, в настоящее время не решен. Хотя расчеты моделей атмосфер таких звезд имеются и они показывают довольно значительное отклонение в спектре звезды от планковского распределения, сравнение их с наблюдениями крайне затруднительно. Прямые наблюдения спектров звезд в области $\lambda < 912 \text{ \AA}$ даже за пределами атмосферы Земли, по всей вероятности, исключены из-за сильного поглощения галактическим межзвездным водородом. Поэтому остаются различного рода косвенные методы изучения характера этого излучения. Одним из них является сравнение яркостной и цветовой температур или использованный недавно Аллером и Занстра [1] метод определения яркостных температур, относящихся к различным участкам спектра звезды. Роль фильтра, выделяющего излучение звезды в различных интервалах длин волн, а за одно и роль счетчика фотонов, играет газовая

оболочка, окружающая звезду (планетарная туманность). Можно показать, что излучение с длиной волны короче $228 \text{ \AA}$ поглощается в основном ионами He II, а излучение с длиной волны $228 \text{ \AA} < \lambda < 504 \text{ \AA}$ — нейтральными атомами гелия. Водород же ионизуется практически только излучением, находящимся в интервале длин волн $912 \text{ \AA} > \lambda > 504 \text{ \AA}$. В соответствии с этим, вся область спектра звезды за лаймановским пределом делится на три участка: $912 \text{ \AA} > \lambda > 504 \text{ \AA}$, $504 \text{ \AA} > \lambda > 228 \text{ \AA}$ и $\lambda < 228 \text{ \AA}$. Свечение атомов H I, He I и He II дает информацию об излучении звезды отдельно в каждом из указанных выше участков спектра. В дальнейшем различные характеристики, относящиеся к этим интервалам длин волн, будем отмечать соответственно одним, двумя и тремя штрихами (T' , T'' , T''' , τ'_0 , τ''_0 , τ'''_0 , F'_0 , F''_0 и т. д.).

1. Согласно общепринятому в настоящее время представлению, температура излучения звезд за лаймановским пределом растет с увеличением частоты ($T''' > T'' > T'$), т. е. по мере перехода в области все более и более высоких частот вплоть до рентгеновского излучения имеет место отклонение от планковского распределения в сторону увеличения потока излучения звезды. Такое представление базируется на определениях температуры ядер планетарных туманностей методом Занстра (1-й метод Занстра, примененный к линиям H I и He II) или методом Амбарцумяна. Остановимся коротко на этих температурах.

В первом случае (метод Занстра) получаемые яркостные температуры излучения за скачками H I ($\lambda < 912 \text{ \AA}$) и He II ($\lambda < 228 \text{ \AA}$) в значительной степени зависят от оптических толщин туманности τ'_0 и τ''_0 , которые, вообще говоря, неизвестны*. Предполагая, что туманность полностью поглощает все излучение звезды как за скачком He II, так и за скачком H I ($\tau'''_0 > 1$, $\tau'_0 > 1$), мы получаем нижний предел яркостных температур $T'_{\min}$ и $T''_{\min}$. Относительно τ'''_0 такое предположение справедливо, потому что зона свечения He II, как правило, наблюдается полностью, т. е. размер этой зоны меньше размеров всей туманности. Поэтому $T'_{\min}$ близко к реальному значению T''' . Что касается оптической толщи за скачками He I и H I, то наблюдения показывают, что она меньше единицы, однако надежных количественных оценок не существует.

Во втором случае (метод Амбарцумяна) определяемая температура является цветовой температурой, характеризующей некоторый средний наклон падения потока монохроматического излучения звезды с частотой в области $228 \text{ \AA} < \lambda < 912 \text{ \AA}$. Совершенно очевидно, что наклон этот будет минимальным, а цветовая температура T_c максимальной, в предположении, что $\tau'_0 \gg 1$. Таким образом, как в первом, так и во втором случаях определяемые температуры, а тем самым и получаемое распределение энергии в спектре звезды за лаймановским пределом, в очень сильной мере зависят от того, насколько правильно предположение о том, что $\tau'_0 > 1$. Если это предположение неверно, то неравенства $T''' > T'_{\min}$ или $T_{c \max} > T'_{\min}$ никакой информации не дают.

Чтобы исключить неопределенности, связанные с оптической толщиной туманности, нужно выбрать объекты, для которых τ'_0 заведомо близко к единице или больше нее. Среди планетарных туманностей такие объекты неизвестны. Однако среди диффузных газовых туманностей имеются такие туманности, которые непосредственно граничат с темной материей

* Формально, температура, определяемая первым методом Занстра, является цветовой температурой, так как метод основан на сравнении числа квантов, излучаемых ядром в видимой области спектра и за лаймановским пределом. Однако, поскольку число квантов, излучаемое горячей звездой в видимой области спектра, очень слабо зависит от T_* (максимум излучения находится в области лаймановского скачка или за ним), то занстровская температура фактически является яркостной температурой, относящейся к области $\lambda < 912 \text{ \AA}$.

хотя бы с одной стороны, а это указывает на то, что наблюдаемый размер туманности близок к размерам полной зоны ионизации водорода. Для возбуждающих звезд именно таких туманностей С. Б. Пикельнером предложен метод определения T_c по отношению радиусов зон ионизаций He II и H I [2]. Этот метод дает температуру, которая по своему физическому смыслу идентична температуре, определяемой формулой Амбарцумяна, поскольку и тот и другой метод основаны на сравнении количества квантов, излучаемых звездой за скачками He II и H I. Полученная в [2] цветовая температура за лаймановским скачком для звезды θ^1 Ori оказалась очень низкой: $T_c \leq 21\,000^\circ$, в то время как яркостная температура излучения в той же области спектра составляет примерно $50\,000^\circ$. Спектральные наблюдения туманности Ориона (особенно ее центральной части) являются исключительно полными и весьма точными, поэтому обе температуры определяются довольно уверенно. Этот результат можно интерпретировать двояко: либо поток излучения звезды в области $100\text{ \AA} < \lambda < 504\text{ \AA}$ убывает намного быстрее, чем это следует из закона Планка, либо непосредственно за лаймановским пределом ($504\text{ \AA} \div 912\text{ \AA}$) имеется сильный избыток излучения. Ниже показано, что совершенно аналогичная картина получается и для ядер планетарных туманностей.

2. Излучение звезды в любом спектральном участке может быть эквивалентно излучению (в том же участке спектра) абсолютно черного тела с определенной температурой либо по количеству излучаемой энергии, либо по числу квантов, либо, наконец, по величине средней энергии кванта. Отсюда излучение звезды в каждом из указанных выше интервалов длин волн можно охарактеризовать, по крайней мере, тремя температурами, любые две из них являются независимыми. Переход от этих температур к абсолютному распределению энергии в спектре звезды не представляет труда. Однако, как будет видно из дальнейшего, целесообразнее пользоваться не температурами, а параметрами, непосредственно характеризующими абсолютное распределение энергии в спектре звезды, например значениями монохроматического потока в начале каждого спектрального интервала F'_0 , F''_0 и F'''_0 и величинами a' , a'' и a''' , характеризующими закон изменения потока с частотой в этих интервалах. Будем считать, что изменение монохроматического потока излучения звезды с частотой за каждым скачком происходит по степенному закону *

$$F_\nu = F_0 (\nu/\nu_0)^a. \quad (1)$$

Параметр a , характеризующий быстроту изменения потока с частотой, может быть как отрицательным, так и положительным. Тогда количество L_c -квантов, поглощенное водородом в туманности за единицу времени, равно

$$4\pi R_*^2 \frac{1}{h} \left\{ F'_0 \int_1^{1.81} (1 - e^{-\tau'_0 x^{-3}}) x^{a'-1} dx + F''_0 \int_1^{2.21} (1 - e^{-\tau''_0 x^{-3}}) x^{a''-1} dx \right\}, \quad (2)$$

где R_* — радиус звезды и $x = \nu/\nu_0$. Первое слагаемое определяет число поглощенных квантов с длиной волны $912\text{ \AA} > \lambda > 503\text{ \AA}$, второе слагаемое — число поглощенных квантов с длиной волны $504\text{ \AA} > \lambda > 228\text{ \AA}$. Поскольку $\tau''_0 > 1$, то можно считать, что излучение с $\lambda < 228\text{ \AA}$ поглощается исключительно атомами He II. В дальнейшем можно иметь в виду, что

$$(1 - e^{-\tau'_0 x^{-3}}) \approx \begin{cases} (1 - e^{-\tau'_0}) x^{-1} & \text{при } \tau'_0 \approx 3 \\ (1 - e^{-\tau'_0}) x^{-2} & \text{при } \tau'_0 \approx 1 \\ \tau'_0 x^{-3} & \text{при } \tau'_0 \lesssim 0.3. \end{cases} \quad (3)$$

* Расчеты моделей горячих звезд, выполненные Андерхилл, показывают, что излучение за скачками H I и He I хорошо представляется формулами типа (1).

Число бальмеровских квантов (включая и континуум), излучаемых туманностью в единицу времени, равно

$$4\pi r^2 \frac{F_\beta}{h\nu_\beta} 11,2. \quad (4)$$

Здесь F_β — наблюдаемый поток энергии от всей туманности в линии H_β ; r — расстояние до туманности. Коэффициент 11,2 дает отношение числа всех бальмеровских квантов к числу квантов в линии H_β [3]. Приравняв теперь (2) и (4), получим для оптически тонкой туманности ($\tau'_0 \leq 0,3$):

$$\tau'_0 F'_0 \int_1^{1,81} x^{a'-4} dx + 0,169 \tau'_0 F''_0 \int_1^{2,21} x^{a''-4} dx = 35,1 F_\beta \frac{r_{(nc)}^2}{R_{*/\odot}^2} = \alpha. \quad (5)$$

Выразив $R_{*/\odot}$ через наблюдаемую фотовизуальную величину ядра m_{pv} , его температуру T_{pv} (последняя может быть весьма приближенной) и расстояние до туманности (см. [4], стр. 44, 45), имеем

$$\frac{r_{(nc)}^2}{R_{*/\odot}^2} = 1,1 \cdot 10^2 \cdot 10^{0,4m_{pv} - 11,800/T_{pv}}. \quad (6)$$

Уравнение (5) лежит в основе первого метода Занстра, примененного к водороду. Аналогичным образом получаются уравнения для He I и He II:

$$\tau''_0 F''_0 \int_1^{2,21} x^{a''-3} dx = 1,45 \cdot 10^2 \cdot F_\beta \frac{I_{4471}}{I_{H_\beta}} \frac{r_{(nc)}^2}{R_{*/\odot}^2} = \beta, \quad (7)$$

$$F'''_0 \int_1^5 x^{a'''-1} dx = 35,1 \cdot F_\beta \frac{I_{4866}}{I_{H_\beta}} \frac{r_{(nc)}^2}{R_{*/\odot}^2} = \gamma. \quad (8)$$

Отношение числа квантов, излученных в линии $\lambda 4471 \text{ \AA}$, к общему числу рекомбинаций He II взято из [1]. Верхний предел интегрирования в (8) принят равным 5 из тех соображений, что при частоте $\nu \geq 5\nu''_0$ поглощение квантов обуславливается уже не ионами He II, а высокоионизованными атомами других элементов. Относительные интенсивности линий в (7) и (8) должны быть интегральными для туманности в целом.

Разделив уравнение (7) на (8) и принимая во внимание, что

$$F'''_0 / F''_0 \lesssim (2,21)^{a''}, \quad (9)$$

оценим верхний предел для τ''_0 :

$$\tau''_0 \lesssim 4,13 (2,21)^{a''} \frac{I_{4471}}{I_{H_\beta}} \frac{\int_1^5 x^{a'''-1} dx}{\int_1^{2,21} x^{a''-3} dx}. \quad (10)$$

Аналогичным образом из уравнений (5) и (7) находим:

$$\frac{\tau'_0}{\tau''_0} \lesssim \frac{0,242}{\frac{I_{4471}}{I_{H_\beta}} \left\{ (1,81)^{-a'} \int_1^{1,81} x^{a'-4} dx + 0,169 \right\}}. \quad (11)$$

Второе уравнение Занстра (метод небулия) фактически представляет собой частный случай уравнения энергетического баланса, записанного для свободных электронов туманности, и означает, что количество энергии, получаемое свободными электронами при ионизации водорода, равно

энергии, высвечиваемой туманностью в запрещенных линиях. В более общем виде уравнение баланса должно учитывать тот факт, что в реальных туманностях не все излучение поглощается водородом; так, основная часть излучения короче $504 \text{ \AA}$ поглощается атомами He I и He II, а поскольку потенциалы ионизации последних намного больше, чем у водорода, то свободные электроны туманности, естественно, будут получать меньшее количество энергии, чем это следует из уравнения Занстра. Кроме того, не вся энергия свободных электронов уходит на возбуждение запрещенных линий: довольно заметную часть энергии электроны сохраняют вплоть до момента рекомбинаций (средняя энергия электрона, рекомбинирующего на протон, составляет примерно $0,52 \frac{3}{2} kT_e$), часть энергии они теряют при свободно-свободных переходах. Некоторую долю своей энергии электроны, возможно, теряют также и при неупругих столкновениях с нейтральными атомами водорода. Учет этих потерь встречается с известными трудностями: они сильно зависят от степени ионизации водорода, которую можно оценить только весьма грубо, и еще сильнее зависят от электронной температуры туманности (см. табл. 6 в [5]). Однако во всех случаях, когда $T_e \leq 16\,000^\circ$ и $n(\text{H I})/n(\text{H II}) \leq 10^{-3}$, эти потери несущественны.

Полная энергия, получаемая электронным газом туманности при ионизации H I, He I и He II, равна

$$E_{\text{H I}} + E_{\text{He I}} + E_{\text{He II}} = h(\nu'_0 N_{\text{H I}} + \nu''_0 N_{\text{He I}} + \nu'''_0 N_{\text{He II}}), \quad (12)$$

где E_i — общая энергия квантов, поглощенных данным сортом атомов, и N_i — соответствующее число актов поглощений. Для случая $\tau'_0 \ll 1$, $\tau''_0 \ll 1$, но $\tau'''_0 > 1$, выражение (12) запишется:

$$4\pi R_*^2 \left\{ \nu'_0 \tau'_0 F'_0 \int_1^{1,81} x^{\alpha'-3} dx + 0,169 \nu''_0 \tau''_0 F''_0 \int_1^{2,21} x^{\alpha''-3} dx + \nu''_0 \tau''_0 F''_0 \int_1^{2,21} x^{\alpha''-2} dx + \right. \\ \left. + \nu'''_0 F'''_0 \int_1^5 x^{\alpha'''} dx - h(\nu'_0 \alpha + \nu''_0 \beta + \nu'''_0 \gamma) \right\}, \quad (13)$$

Величины α , β и γ определяются соответственно уравнениями (5), (7) и (8). Исключив из (13) параметры F_0 , получим

$$4\pi R_*^2 \left\{ \nu'_0 \alpha \left[\left(1 - 0,169 \frac{\tau'_0}{\tau''_0} \frac{\beta}{\alpha} \right) \frac{\int x^{\alpha'-3} dx}{\int x^{\alpha'-4} dx} - 1 \right] + \right. \\ \left. + \nu''_0 \beta \left[\frac{\int x^{\alpha''-2} dx}{\int x^{\alpha''-3} dx} + 0,169 \frac{\tau'_0}{\tau''_0} - 1 \right] + \nu'''_0 \gamma \left[\frac{\int x^{\alpha'''} dx}{\int x^{\alpha'''-1} dx} - 1 \right] \right\}. \quad (14)$$

Потери энергии электронного газа выразим через поток энергии, идущий от туманности в запрещенных линиях и в линии H_β :

$$4\pi r^2 \left(\sum_i F_i + 11,2 \cdot 0,52 \frac{3}{2} kT_e \frac{F_{\beta}}{h\nu_{\beta}} d \right), \quad (15)$$

где r — расстояние до туманности и

$$d = 1,37 + 5,2 \frac{I_{4471}}{I_{\text{H}\beta}} + 2,14 \frac{I_{4686}}{I_{\text{H}\beta}}. \quad (16)$$

Второе слагаемое в (15) представляет собой остаточную энергию электронов, рекомбинирующих на ионы H II, He II и He III, и энергию, теряемую при свободно-свободных переходах в поле тех же ионов.

Учитывая, что $\sum_i F_i = F_\beta \sum_i \frac{I_i}{I_{H\beta}}$, где $\sum_i \frac{I_i}{I_{H\beta}}$ — суммарная интенсивность всех запрещенных линий, выраженная в единицах интенсивности линии H_β , получим вместо (15):

$$4\pi r^2 F_\beta \left(\sum_i \frac{I_i}{I_{H\beta}} + 3,0 \frac{T_e}{10\,000^\circ} d \right). \quad (17)$$

Приравняв теперь (14) и (17), получим второе уравнение Занстра (метод небуля):

$$\left[\left(1 - 0,70 \frac{\tau'_0}{\tau''_0} \frac{I_{4471}}{I_{H\beta}} \right) \frac{\int_1^{1,81} x^{a'-3} dx}{\int_1^{1,81} x^{a'-4} dx} - 1 \right] + 7,50 \frac{I_{4471}}{I_{H\beta}} \left[\frac{\int_1^{2,21} x^{a''-2} dx}{\int_1^{2,21} x^{a''-3} dx} + 0,169 \frac{\tau'_0}{\tau''_0} - 1 \right] + 4,00 \frac{I_{4686}}{I_{H\beta}} \left[\frac{\int_1^5 x^{a''' } dx}{\int_1^5 x^{a'''-1} dx} - 1 \right] = 1,68 \cdot 10^{-2} \left(\sum_i \frac{I_i}{I_{H\beta}} + 3,0 \frac{T_e}{10\,000^\circ} d \right). \quad (18)$$

В табл. 1 даются значения величин

$$A = \frac{\int x^y dx}{\int x^{y-1} dx}$$

Таблица 1

y	A'	A''	A'''	y	A'	A''	A'''
+2	1,445	1,675	3,45	-6	1,170	1,185	1,195
+1	1,405	1,600	3,00	-7	1,151	1,160	1,168
0	1,360	1,515	2,48	-8	1,136	1,140	1,142
-1	1,325	1,440	2,00	-9	1,120	1,120	1,125
-2	1,290	1,372	1,65	-10	1,111	1,111	1,111
-3	1,225	1,315	1,45	-11	1,100	1,100	1,100
-4	1,230	1,260	1,33	-12	1,090	1,090	1,090
-5	1,195	1,215	1,245	<-12	$A = \frac{y-1}{y}$		

при разных значениях параметра y , для каждого спектрального интервала (A' , A'' , A''').

В уравнение (18) входят три неизвестных параметра a' , a'' и a''' . Если бы изменение монохроматического потока звезды с частотой было примерно одинаково за каждым скачком, то можно было бы определить некоторое среднее значение параметра a . Однако, беря в качестве «нулевого» приближения закон излучения черного тела и представив приближенно функцию Планка для этих участков спектра формулами типа (1), мы видим (см. табл. 2), что значение параметра a очень сильно меняется при переходе от одного скачка к другому. Поэтому определение среднего значения a не имеет смысла и мы вынуждены задавать значения двум из этих трех параметров. Отсюда понятно, что если в излучении звезды есть какое-то отклонение от планковского распределения, то количественную оценку этого отклонения дать невозможно, но характер отклонения,

Таблица 2

$T \cdot 10^{-3}, ^\circ\text{K}$	200	100	50	40	30	20
a'	+1	+0,8	-1	-2,3	-4	-8
a''	+0,6	-1,0	-6	-8	-12	-19
a'''	-1,7	-7	-16	-21	-30	-46

т. е. соотношение между величиной потока и скоростью убывания его с частотой или, другими словами, соотношение между яркостной и цветовой температурами, будут ясны.

3. В качестве примеров рассмотрим возбуждающие ядра туманностей, перечисленных в табл. 3. Туманности специально выбраны с различной

Таблица 3

NGC	$\frac{I_{4471}}{I_{H\beta}}$	$\frac{I_{4686}}{I_{H\beta}}$	$\sum_i \frac{I_i}{I_{H\beta}}$	$T_e, ^\circ\text{K}$	$F_\beta, \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$	m_{pv}
2440	0,033	0,87	31,0	13 000	$1,6 \cdot 10^{-11}$	$\begin{matrix} m \\ (16,5) \end{matrix}$
3242	0,049	0,48	22,0	18 000	$1,6 \cdot 10^{-10}$	11,4
6891	0,080	0,024	13,0	15 000	$2,5 \cdot 10^{-11}$	11,6
IC 418	0,045	—	6,0	10 000	$2,3 \cdot 10^{-11}$	11,4

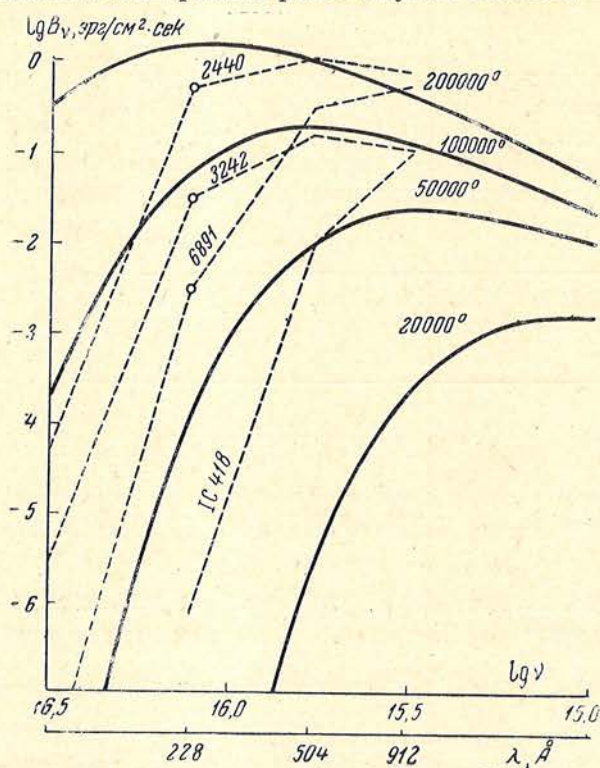
степенью возбуждения (см. отношение $I_{4686}/I_{H\beta}$). В этой же таблице даются все необходимые данные наблюдений. Интенсивности линий I_{4471} , I_{4686} , $\sum_i \frac{I_i}{I_{H\beta}}$ и T_e взяты из [3], значения потоков в линии H_β — из [6] и звездные величины ядер — из каталога [7].

Результаты вычислений приведены в табл. 4. В столбце 2 этой таблицы даются численные значения правой части уравнения (18). В третьем

Таблица 4

NGC	Значение правой части (18)	$T_{\text{He II}} \cdot 10^{-3}$	a	τ_0''	$\frac{\tau_0'}{\tau_0''}$	Значение левой части (18)	Исправленное a'''	Значение левой части (18) с исправленным a'''	$B_0''' = \frac{F_0'''}{\pi}, \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}}$
2440	0,74	100	$\begin{cases} a' = +0,8 \\ a'' = -1,0 \\ a''' = -7,0 \end{cases}$	$\leq 0,03$	$\leq 2,7$	0,96—0,99	$\begin{cases} a' = +0,8 \\ a'' = -1,0 \\ a''' = -11,0 \end{cases}$	0,72—0,75	0,51
3242	0,59	95	$\begin{cases} a' = +0,5 \\ a'' = -1,5 \\ a''' = -8,0 \end{cases}$	$\leq 0,06$	$\leq 2,3$	0,65—0,69	$\begin{cases} a' = +0,5 \\ a'' = -1,5 \\ a''' = -11,0 \end{cases}$	0,57—0,61	0,031
6891	0,33	56	$\begin{cases} a' = -1,0 \\ a'' = -6,0 \\ a''' = -16,0 \end{cases}$	$\leq 0,08$	$\leq 0,8$	0,32—0,35	—	—	$3,3 \cdot 10^{-3}$
IC 418	0,17	—	$\begin{cases} a' = -4 \\ a'' = -12 \end{cases}$	—	$\leq 0,3$	0,18—0,19	—	—	—

и четвертом столбцах приведены значения занстровской температуры $T_{\text{He II}}$, взятые из [3], и приближенные значения параметров a' , a'' и a''' , соответствующие планковскому распределению энергии при этой температуре. Планковское распределение взято в качестве нулевого приближения. С этими значениями a' , a'' и a''' по формулам (10) и (11) подсчитаны верхние границы для τ_0'' и τ_0'/τ_0'' (столбцы 5 и 6). Нижняя граница τ_0'/τ_0'' может быть принята равной нулю. Соответственно для предельных значений



Фиг. Схематическое распределение энергии за лаймановским пределом в спектрах ядер четырех планетарных туманностей (пунктирные кривые). Сплошными линиями показана функция B_v для абсолютно черного тела при температурах 20, 50, 100 и 200 тыс. градусов

нейтральными атомами водорода. Оценим их величину. Исходя из средней плотности туманности $n_e \approx 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, радиуса туманности $R_t \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}$ и верхнего значения оптической толщи $\tau_0' \leq 0,1$, получим среднюю ионизацию водорода в туманности:

$$n(\text{H I})/n(\text{H II}) \leq 1,5 \cdot 10^{-5}.$$

Пользуясь теперь табл. 6 из [5], находим, что при $T_e = 18\,000^\circ$ и $n(\text{H I})/n(\text{H II}) \approx 10^{-5}$ потери энергии, идущие на возбуждение нейтральных атомов водорода, составляют меньше одного процента энергии, идущей на возбуждение запрещенных линий.

Остается вторая возможность, а именно: распределение энергии в спектре ядра не соответствует планковскому закону. Судя по тому, что численное значение левой части уравнения (18) получилось больше, чем значение правой части этого же уравнения, поток излучения в спектре звезды

ний отношения τ_0'/τ_0'' подсчитаны максимальные и минимальные значения левой части уравнения (18) (7-й столбец). Сравнивая между собой величины в столбцах 2 и 7, мы видим, что для первых двух туманностей (NGC 2440 и 3242) принятые значения параметров a' , a'' и a''' не удовлетворяют уравнению (18). Расхождение между значением правой части уравнения (18), вычисленным по данным наблюдений, и теоретическим значением его левой части может быть обусловлено двумя причинами: либо уравнение (18) не учитывает всех потерь энергии свободными электронами туманности, либо предположение о планковском распределении энергии в спектре ядра не верно. Рассмотрим сначала первую возможность. Из всех неучтенных потерь существенными могут быть только потери, имеющие место при неупругих столкновениях электронов с

должен падать с частотой быстрее, чем это следует из формулы Планка. Естественно предположить, что отклонение от планковского распределения максимально при максимальных частотах, в данном случае за скачком He II. Поэтому значения параметров a' и a'' мы оставили без изменения, а значение a''' подобрано таким образом, чтобы оно наилучшим образом удовлетворяло уравнению (18) (см. табл. 4 столбцы 8 и 9).

Несколько иначе обстоит дело с туманностью IC 418. Линия $\lambda 4686$ He II в туманности не наблюдается, но она присутствует в спектре ядра. Поэтому можно полагать, что все излучение короче $228 \text{ \AA}$ задерживается в плотной оболочке, окружающей ядро. Согласно [8], температура ядра, найденная по линии $\lambda 4686$, равна $50\,000^\circ$. Однако, судя по имеющимся расчетам для ядра NGC 6891, температура которого близка к $50\,000^\circ$, видим, что относительное распределение энергии в спектре ядра IC 418 должно соответствовать существенно меньшей температуре. Действительно, значения $a' = -4$ и $a'' = -12$, хорошо удовлетворяющие уравнению (18), соответствуют температуре $30\,000^\circ$. В столбце 10 табл. 4 дается значение потока $B_0'' = (1/\pi) F_0''$, найденное из уравнения (8). Исходя из этого потока, а также значений τ_0'' , τ_0' и a''' , на фигуре пунктиром представлено схематическое распределение потока излучения в спектрах ядер указанных выше туманностей. При вычислении B_0'' для туманности IC 418 принято $\tau_0'' = 0,3$. На этой же фигуре сплошными линиями показана функция B_ν для абсолютно черного тела при температурах 20, 50, 100 и 200 тыс. градусов. На фигуре особенно хорошо заметно несоответствие между величиной потока излучения и скоростью убывания его с частотой.

Отметим, что межзвездное поглощение, как обычно в методе Занстра, исключается; случайные же ошибки в определениях F_β и m_{pv} одинаковым образом сказываются на величинах потоков F_0' , F_0'' и F_0''' и поэтому не влияют на относительное распределение энергий, так что пунктирные кривые на фигуре могут незначительно сместиться вверх или вниз параллельно самим себе.

Заключение

Переход от температур, характеризующих излучения звезды за скачками H I, He I и He II, к параметрам F_0 и a , непосредственно характеризующим абсолютное распределение энергии в этой области спектра, совместно с предположением, что поток излучения звезды за каждым скачком меняется с частотой по степенному закону

$$F_\nu = F_0 (\nu/\nu_0)^a$$

дает возможность оценить из четырех уравнений Занстра оптическую толщину планетарных туманностей за скачками He I и H I — τ_0'' и τ_0' , значение монохроматического потока непосредственно за скачком He II — F_0''' и значение одного из параметров a' , a'' и a''' . Этих величин достаточно, чтобы иметь грубое представление об абсолютном распределении энергии в спектре звезды в области $912 \text{ \AA} > \lambda > 100 \text{ \AA}$. Результаты, полученные для четырех туманностей, показывают, что в одном случае это распределение близко к планковскому, в трех случаях имеет место отклонение от планковского распределения, причем отклонение приводит не к избытку излучения в области $\lambda < 504 \text{ \AA}$, как это обычно принято считать, а к недостатке его или, другими словами, скорость убывания потока излучения с частотой больше, чем должна быть по закону Планка для данной величины потока.

Я искренне благодарен С. В. Рублеву за весьма полезные беседы, которые я имел с ним во время выполнения данной работы, а также многим сотрудникам отдела физики звезд Крымской астрофизической обсерватории за обсуждение ряда вопросов.

Ноябрь 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. L. H. Aller a. H. Zanstra. Bull. Astron. Netherl., 15, N 503, 249, 1960.
 2. С. В. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., 10, 183, 1953.
 3. H. Zanstra. Bull. Astron. Netherl., 15, N 503, 237, 1960.
 4. П. П. Паренаго. Курс звездной астрономии. Гостехиздат, 1954, стр. 44.
 5. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 29, 291, 1962.
 6. C. R. O'Dell. Astrophys. J., 135, 371, 1962.
 7. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Сообщения ГАИШ, № 118, 3, 1962.
 8. С. В. Рублев. Астрон. ж., 41, 1964 (в печати).
-

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЫЛЕВОГО ВЕЩЕСТВА И ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД В ОКРЕСТНОСТЯХ О-АССОЦИАЦИИ С ЦЕНТРОМ $\alpha = 23^h59^m$, $\delta = +67^\circ,1$

Р. М. Разник

Составлена карта распределения темных облаков на площади в 15 кв. градусов вокруг ядра ассоциации с центром $\alpha = 23^h59^m$, $\delta = +67^\circ,1$. Определены их размеры, массы и плотности. Пересмотрен список звезд ассоциации. Подтверждается эффект аномального покраснения, обнаруженный в [1]. Найдено, что звезды ассоциации, не входящие в ядро, показывают аномальное поглощение, большее, чем окружающие их в пространстве звезды. Значения A_v для всех звезд В3 лежат в пределах между $2^m,2$ и $2^m,6$; для всех звезд В5 значения A_v близки к $2^m,0$. Эти результаты не зависят от того, в каком участке площадки (фиг. 3) находятся указанные звезды.

AN INVESTIGATION OF THE DISTRIBUTION OF DUST AND HOT STARS IN THE VICINITY OF THE O-ASSOCIATION WITH THE CENTER AT $\alpha=23^h59^m$, $\delta = +67^\circ,1$, by *R. M. Raznik*.— A map has been compiled of the distribution of dark clouds in an area of 15 square degrees around the nucleus of the association with the center at $\alpha = 23^h59^m$, $\delta = +67^\circ,1$. Their dimensions, masses and densities are determined. The list of members of the association is revised. The anomalous reddening effect detected in [1] is confirmed. It is found that stars which do not belong to the nucleus of the association show a greater anomalous absorption than the surrounding stars in space. A_v for all the B3 stars lies within the limits $2^m,2$ — $2^m,6$, for all the B5 stars it is close to $2^m,0$. These results do not depend on the location of the above stars in the considered area (fig. 3).

Ядро исследуемой О-ассоциации находится на расстоянии 1 *кпс* от Солнца на широте $b = +5^\circ$ и долготе $l = 118^\circ$ в новой галактической системе (1950 г.) [1]. Оно окружено девятью эмиссионными туманностями (S 274, S 275, S 276, S 277, S 278, NGC 7822, S 109, S 110) и плотным пылевым облаком весьма сложной структуры (см. фиг. 2).

Расположенные здесь светлые туманности неоднократно привлекали внимание исследователей [2—6], но темное поглощающее вещество никем не изучалось. Между тем его изучение представляет большой интерес, особенно в связи с открытым в 1959 г. аномальным покраснением звезд рассматриваемой ассоциации [1].

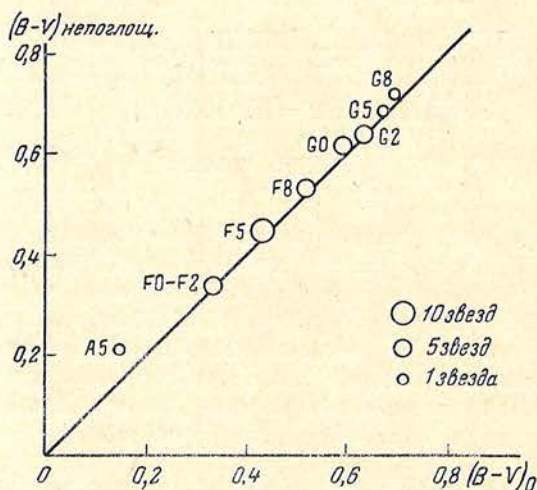
Поглощение света

Исходным материалом для настоящего исследования послужил полученный нами каталог [7], в котором приводятся величины V , цвета ($B-V$) и спектральные классы 605 звезд до $12^m,5$.

Для звезд A5—G8 предварительно были сопоставлены значения $(B-V)$ близких, свободных от поглощения звезд с нормальными показателями цвета $(B-V)_0$. Фиг. 1 показывает тождественность обеих цветовых систем. Это позволяет принять значение $\gamma = 3,0 \pm 0,02$, ранее определенное с большой точностью для системы B, V [8, 9].

Для всех звезд каталога было вычислено полное поглощение $A_v = 3,0[(B-V) - (B-V)_0] = 3,0 E_{B-V}$ и исправленные за поглощение модули расстояний $V_0 - M_v$. Абсолютные звездные величины заимствовались из [9] и [10].

Для изучения распределения поглощающей материи вся область предварительно была разделена на участки в соответствии с наблюдаемым



Фиг. 1. Сопоставление $(B-V)$ свободных от поглощения звезд каталога [7] с нормальными показателями цвета $(B-V)_0$

распределением темных туманностей (фиг. 2). Для каждого участка были построены графики изменения поглощения A_v в зависимости от модуля $V_0 - M_v$, аналогично тому, как это делалось в [12]. Разброс точек получился большим — порядка $\pm 1^m, 0$. Это объясняется неудачным выбором границ участков, внутри которых поглощение оказалось неоднородным.

Тщательное выделение областей с близким поглощением привело к новому разделению на участки (фиг. 3); при этом разброс точек на кривых нарастающего поглощения в среднем уменьшился в три раза. В трех участках, расположенных по краям площадки, разброс точек устранить не удалось, поэтому для построения графиков (фиг. 4) в этих участках использовались усредненные значения.

Как видно из фиг. 3 и 4, поглощающий слой на расстоянии 200—400 μ с от Солнца состоит из отдельных облаков размером в 2—11 μ с, поглощающих от $0^m, 5$ до $1^m, 5$. Границы более далеких облаков определяются с меньшей уверенностью. На участках 1, 6, 9 поглощение резко повышается при значении модуля 11^m ; на участках 3, 5, 14 наблюдается его равномерное возрастание.

Значения A_v в участках 1, 2, 3, 4 согласуются с оценками поглощения, полученными Э. С. Бродской для соседней площадки [13].

В направлении на ядро ассоциации замечен просвет между облаками. На расстоянии 700 μ с поглощение практически отсутствует, затем на протяжении 300 μ с постепенно возрастает до $1^m, 0$. Внезапное нарастание

поглощения почти до 5^m происходит при значении модуля 10^m , что как раз соответствует расстоянию ассоциации (участок 11, фиг. 4).

К сожалению, звезд до $12^m,5$ недостаточно, чтобы обнаружить детали структуры облака и проследить его дальнюю границу.

Размеры и плотности облаков

Плотности облаков d определялись по формуле

$$d = \frac{4/3\pi r \rho \Delta A_v}{1,086 Q_v \Delta R} = 6 \cdot 10^{-24} \frac{\Delta A_v}{\Delta R_{(nc)}} \text{ г/см}^3, \quad (1)$$

где r — радиус рассеивающей частицы; ρ — плотность частицы; Q_v — отношение эффективного сечения рассеяния к геометрическому сечению частицы; ΔA_v — поглощение в облаке. Согласно [14], были приняты значения $r = 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}$; $\rho = 1 \text{ г/см}^3$; $Q_v = 2$.

Глубина облака ΔR определялась двумя способами.

В первом ΔR_1 оценивалось по разностям модулей начала и конца туманностей. Как известно, этот способ обычно приводит к «вытягиванию» последних вдоль луча зрения и, следовательно, дает возможность определить только нижний предел плотности вещества. Преимуществом этого способа является возможность определения плотностей всех наблюдаемых поглощающих слоев.

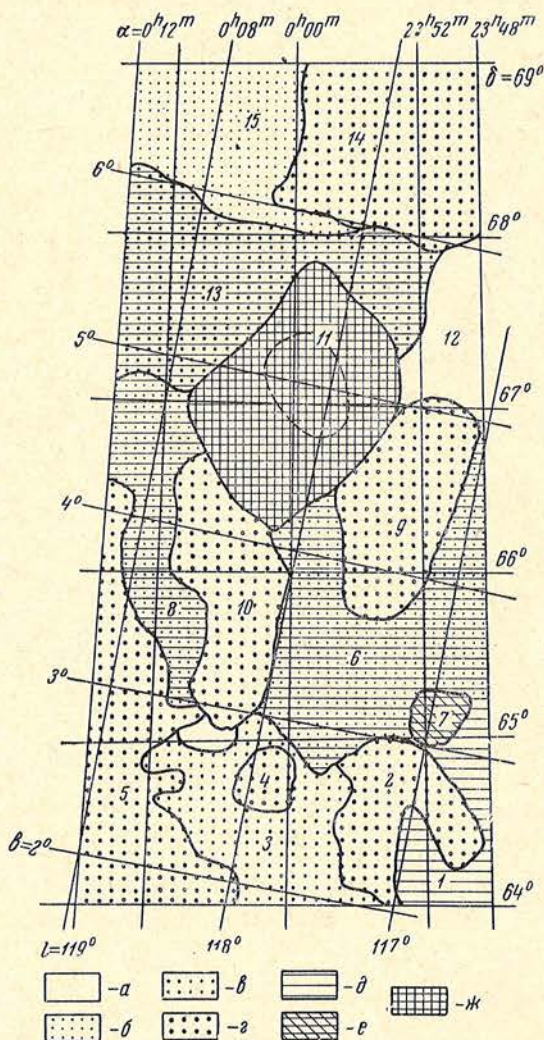
При втором способе ΔR_2 принималось того же порядка, что и линейные размеры по α и по δ , полученные по карте (фиг. 3). Этот способ можно применить только к облакам, целиком уместившимся в пределах площади.

Как видно из табл. 1, облако, окружающее ассоциацию, примерно в четыре раза плотнее облаков, не связанных с горячими звездами.

Массы облаков в граммах вычислялись по формуле

$$M = \frac{4/3\pi r \rho \Delta A_v S}{1,086 Q_v} = 1,8 \cdot 10^{32} \Delta A_v S, \quad (2)$$

где S — площадь облака.



Фиг. 3. Карта распределения темных облаков в окрестностях ассоциации

До 1000 пс: $a - A_v \leq 0^m,5$; $b - 0^m,5 < A_v < 1^m,0$;

$c - 1^m,0 < A_v < 1^m,5$; $d - A_v \geq 1^m,5$

На расстоянии 1000 пс: $\delta - A_v \leq 1^m,5$; $e - 1^m,5 < A_v \leq 3^m,0$; $ж - 3^m,0 < A_v < 5^m,0$

Размеры, массы и плотности пылевых облаков

Участок	ΔA_v	$V_0 - M_v$ начала	$V_0 - M_v$ конца	ΔR_1 , пс	Нижний предел d , г/см ³	R_{cp}	$\Delta \alpha$, пс	$\Delta \delta$, пс	ΔR_2 , пс	S , пс ²	$M/M_\odot$	d , г/см ³	Примечания
1	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>										
2	0,5	7,8	8,0	35	$0,8 \cdot 10^{-25}$								
3	1,5	6,0	7,0	93	1,0	204	2,0	4,1	3,0	8,2	1,1	$3,0 \cdot 10^{-24}$	Часть облака за за границей участ- стка
5	1,0	7,9	8,1	37	2,2								
6	0,8	7,0	8,0	147	0,3								
8	1,0	7,5	9,0	115	0,5								
9	0,8	6,9	7,1	23	2,1								
10	1,5	7,5	7,7	31	2,9	332	4,6	7,9	6,0	36,3	4,9	1,5	
11	1,3	7,7	8,1	70	1,1	382	4,6	10,6	8,0	48,8	5,7	0,9	
12	1,0	9,2	9,7	179	0,3								
13	0,4	8,4	8,6	46	0,5								
14	1,0	7,0	7,2	24	2,5	263	6,9	5,3	6,0	36,6	3,4	1,0	
15	1,0	8,3	8,5	44	1,4								
16	0,8	7,7	8,4	32	1,5								
17	4,0	10,0	10,1	47	5,1	1023	20,5	20,5	20,0	420,2	151,3	1,2	Связано с ассо- циацией
18						1023	6,0	6,0	6,0	36,0	13,0	4,2	Связано с ядром ассоциации

Масса облака, окружающего ассоциацию, оказалась значительно большей, чем у остальных облаков. Она получается того же порядка, что и масса светящегося газа туманности S 278 по определениям в [4] и [5].

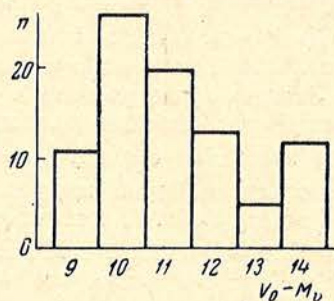
Принимая по [5] количество электронов в 1 см³ туманности S 278 равным 16 и сделав грубое допущение, что газ и пыль полностью перемешались и находятся в одном объеме, можно вычислить отношение плотности пыли к плотности газа, получающееся равным $1/30$.

Распределение звезд О и В

Распределение горячих звезд по модулям расстояний, исправленным за поглощение, видно из фиг. 5. Явно выделяется максимум при значении модуля $V_0 - M_v = 10^m$ (на расстоянии ядра ассоциации) и намечается увеличение числа звезд при значении модуля $V_0 - M_v = 13^m$, связанное, возможно, с дальним (Персеевым) рукавом Галактики.

Распределение звезд различных спектральных классов по отдельным участкам можно увидеть на графиках фиг. 4. Там, где поглощение близких облаков сравнительно невелико, можно наблюдать звезды до расстояния, соответствующего модулю $V_0 - M_v = 14^m$.

Наибольшая концентрация горячих звезд, как и следовало ожидать, — в ядре ассоциации (фиг. 4, участок 11), расположенном между 950 и 1050 пс. Список звезд — членов ассоциации приведен в табл. 2.



Фиг. 5. Распределение горячих звезд по модулям расстояний $V_0 - M_v$, n — число звезд

Список звезд ассоциации

№	№ по [1]	№ по [7]	Sp	Sp по [15]	V	B - V	A _v	V ₀ - M _v	Участок	Примечания
1	1	56—67°	B2	OB ⁻	10 ^m ,78	0 ^m ,79	3 ^m ,09	10 ^m ,40	11	
2	2	55—67	B3:	OB _r	11,10	0,88	3,24	9,66	11	
3	3	50—67	B0	OB _r ⁺	10,03	1,26	4,68	11,40	11	Если принять 1
4	4	43—67	B2	OB ⁻	10,36	0,65	2,67	10,40	11	
5	5	31—67	B3	—	10,15	0,53	2,19	9,76	11	
6	6	30—67	O9	OB ⁻	8,74	0,72	3,09	10,75	11	
7	9	67—67	O9	OB	9,12	0,65	2,88	11,34	13	
8	10	49—65	B5	—	10,56	0,49	1,95	9,81	6	
9	11,12	45—66	O	OB _r	10,11	1,22	4,62	10,50	11	Двойная
10	13	51—67	O	(OB)	9,65	1,10	4,26	10,40	11	
11	14	52—67	O7	OB	9,07	1,11	4,29	9,78	11	Расположена рядом с 10 ^m ,1
12	15	—	B	OB	11,29	1,03	3,57	8,9	11	
13	16:	33—68	B3	—	10,95	0,49	2,10	10,6	14	
14	—	9—68	B	—	11,29	0,60	2,28	10,21	14	
15	3	37—67	B5	—	11,28	0,52	2,04	11,44	13	
16	8:	13—67	B3	—	11,51	0,52	2,16	11,15	12	
17	—	73—65	B3	—	10,87	0,62	2,58	10,09	6	
18	—	30—65	B:	—	12,04	0,57	2,19	11,05	6	
19	—	23—65	B2	—	10,00	0,90	3,42	9,22	6(7)	Возможно, Sp более ранний
20	—	6—65	B:	—	11,36	0,75	2,73	9,83	6(7)	
21	—	151—64	B3	OB	10,07	0,65	2,55	9,32	5	
22	—	69—64	B3	OB	9,91	0,65	2,55	9,16	3	

Звезда № 3 (табл. 2), по данным [15], имеет спектр OB_r⁺, т. е. относится к звездам высокой светимости и, очевидно, находится за скоплением. Более удаленные от ядра члены ассоциации располагаются не в 11-м, а в 6, 10, 13-м и других участках площадки. Звезда № 7 списка [1], по-видимому, не принадлежит ассоциации, так как по [15] она ярче звезд главной последовательности (OB_r⁺) и также должна находиться на большем расстоянии.

Аномальное поглощение звезд ассоциации

В. М. Бланко и А. Д. Вильямс [1] нашли, что в рассматриваемой ассоциации звезды с наиболее ранними спектральными классами обладают наибольшим покраснением.

Этот эффект подтверждается и дополняется нашими наблюдениями. Действительно, звезды более раннего спектрального класса, имеющие модуль 10^m, показывают большее поглощение (фиг. 4, участок 11).

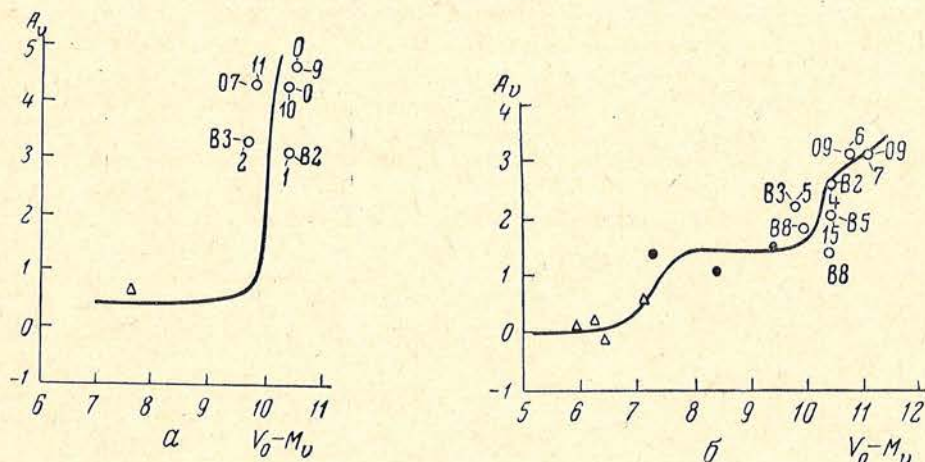
Звезды, причисленные в [1] к ассоциации, но не входящие в ее ядро, показывают большее поглощение, чем окружающие их звезды. Например, звезда № 8 табл. 2 имеет A_v, равное 1^m,95, а в участке 6, где она расположена, для модуля 10^m,0 характерно поглощение A_v = 1^m,0.

Звезды табл. 2, не использованные в [1], у которых спектральный класс более ранний, чем B5, и модуль расстояния 10^m,0 ± 1^m,2 обладают той же особенностью, что и звезды ассоциации, перечисленные в списке [1]. Например, на фиг. 4 (участок 13) звезда № 7 спектрального класса O9 имеет A_v = 2^m,88, а более поздняя звезда № 15 спектрального класса B5 имеет поглощение A_v = 2^m,04; на фиг. 4 (участок 6) звезда № 8 (спект-

ральный класс B5) имеет $A_v = 1^m,95$, а более ранняя звезда № 18 спектрального класса B2 имеет большее поглощение: $A_v = 3^m,40$.

Значения A_v для всех звезд B3 табл. 2 лежат в пределах между $2^m,2$ и $2^m,56$; для всех звезд B5 — A_v близки к $2^m,0$. Эти значения не зависят от того, в каком участке площадки находятся указанные звезды.

Объяснение аномального поглощения при помощи гипотезы окружающих звезды облаков — весьма интересно и правдоподобно, но не может считаться окончательным и единственно возможным.



Фиг. 6. Зависимость поглощения A_v от модуля расстояния для деталей ядра
а — центральная часть; б — ближайшие окрестности

Согласно мнению, высказанному Е. Л. Ченцовым *, рассмотренный эффект уменьшится, если ограничиться рассмотрением наиболее плотной части ассоциации и выделить в ней два небольших участка (примерно по 10 pc) с различным поглощением: центральную часть ядра (звезды № 10, 11, 9, 1 и 2; поглощение $A_v = 4^m,5$) и его ближайшие окрестности (звезды № 4, 5, 6, 7; поглощение $A_v = 3^m,5$). Самые горячие звезды, находясь в ядре и в то же время в наиболее плотной части облака, будут показывать большее поглощение, чем более холодные звезды периферии.

Как видно из фиг. 6, а и б, при переходе к более плотной части ассоциации аномальное поглощение действительно уменьшается, хотя наблюдаемый эффект и не уничтожается полностью.

Правильное объяснение эффекта аномального поглощения может иметь очень важные последствия, поэтому необходимо его дальнейшее детальное исследование.

В заключение выражаю глубокую признательность Э. С. Бродской, И. И. Проник и И. М. Копылову за ценные советы и обсуждение полученных результатов.

Август 1963 г.

Ульяновский педагогический институт

Л и т е р а т у р а

1. V. M. Blanco, A. D. Williams. *Astrophys. J.*, 130, 482, 1959.
2. В. Ф. Газе, Г. А. Шайн. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 15, 11, 1955.
3. D. E. Osterbrock. *Astrophys. J.*, 125, 632, 1957.
4. Р. Е. Гершберг, Л. П. Метик. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 24, 148, 1960.

* Частное сообщение.

5. Р. Н. Ихсанов. Астрон. ж., 37, 1960.
 6. C. Schalen. Medd. Astron. Obs. Uppsala, № 90, 1948.
 7. Р. М. Разник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 30, 131, 1963.
 8. W. A. Hiltner. Astrophys. J. Suppl., № 24, 2, 1956.
 9. П. П. Паренаго. Астрон. ж., 35, 2, 1958.
 10. И. М. Копылов. Диссертация, 1958.
 11. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 148, 1960.
 12. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 152, 1960.
 13. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 162, 1956.
 14. A. E. Lilley. Astrophys. J., 121, 559, 1955.
 15. J. Hardorp, K. Rohlf, A. Slettebak, I. Stock Luminous
stars in the northern Milky Way. I. Hamburg—Bergedorf, 1959.
-

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ СЧЕТА ФОТОНОВ В ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЛЕДЯЩИХ СИСТЕМАХ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В АСТРОНОМИИ

П. В. Николаев, Н. П. Рожнова и Ю. А. Сабинин

Рассматривается возможность увеличения чувствительности датчика фотоэлектрических следящих систем, используемых в астрономии, методом счета фотонов. Анализируется допустимый промежуток времени между двумя последовательными вводами информации о рассогласовании для систем местного гидирования. Полученные теоретические предпосылки увеличения чувствительности фотоэлектрических следящих систем на $2,5^m \div 3^m$ при времени накопления, равном 4 сек, подтверждены экспериментально.

PERSPECTIVES OF APPLICATION OF PHOTON COUNTS IN PHOTOELECTRIC TRACKING SYSTEMS, by P. V. Nikolayev, I. P. Rozhnova and Y. A. Sabinin.—The possibility is discussed of sensitivity increase of the data unit of photoelectric tracking systems, used in astronomy, by the photon count method. The permissible time interval between two successive information inputs on discordance for local guiding systems is analyzed. The theoretical predictions for sensitivity increase of photoelectric tracking systems by $2^m.5 \div 3^m$ at an accumulation time of 4 sec is confirmed experimentally.

В последние годы как в СССР, так и за рубежом был разработан ряд фотоэлектрических следящих систем для автоматического гидирования телескопов. Однако широкого применения в практике астрономических наблюдений они пока не получили. Одной из основных причин такого положения следует считать недостаточную чувствительность фотодатчиков следящих систем по отношению к слабым световым потокам. Так, например, фотоэлектрические следящие системы, разработанные Институтом электромеханики, имеют порог чувствительности $\Phi_{\text{пг}} = 10^{-10}$ лм в случае использования в фотодатчиках с полудисковой модуляцией светового потока фотоумножителей типа ФЭУ-17 и $\Phi_{\text{пг}} = 10^{-11}$ лм при использовании умножителей ФЭУ-64. Для того чтобы иметь умеренные размеры оптического поля основной трубы телескопа или гида, отведенного для поиска изображения звезды, пригодной для автоматического гидирования, необходимо, чтобы пороговая чувствительность фотогида $m_{\text{г}}$, выраженная в звездных величинах, была не хуже 11^m . Если предположить, что для фотоэлектрической следящей системы используется отдельный оптический гид (наиболее часто встречающийся в практике способ гидирования), то, пользуясь формулой

$$m_{\text{г}} = 2,5 (2 \lg D_{\text{г}} + \lg K_{\text{г}} - \lg \Phi_{\text{пг}} - 9,68), \quad (1)$$

где $D_{\text{г}}$ — диаметр входного отверстия гида в см и $K_{\text{г}}$ — коэффициент потерь световой энергии в оптической системе фотогида, можно определить требуемый диаметр входного отверстия гида — $D_{\text{г}}$. Вычисления

показывают, что даже в случае высокого значения $K_r = 0,7$ и применения электронных умножителей типа ФЭУ-64 величина D_r не должна быть меньше 400 мм. Известно, что астрономические инструменты, которыми оснащены обсерватории, в основном представляют телескопы малых и средних размеров со световым диаметром основной трубы $0,3 \div 1$ м. У таких инструментов гид имеет входное отверстие $100 \div 200$ мм.

Сказанное выше позволяет однозначно прийти к выводу, что для массового и полноценного использования систем автоматического гидирования необходимо их пороговую чувствительность снизить до световых потоков $10^{-12} \div 10^{-13}$ лм. Здесь можно идти двумя путями: 1) организовать разработку улучшенных типов ФЭУ с повышенной чувствительностью фотокатода и малым уровнем темнового тока и 2) применить в системах автоматического гидирования для индикации сигнала ошибки при высоком уровне помех метод накопления. Второй путь может быстрее привести к успеху, так как он не требует длительных поисковых работ в области технологии и конструирования умножителей и может быть осуществлен за счет проработки новых схемных решений.

Характерной чертой фотоэлектрических следящих систем автоматического гидирования телескопов на экваториальной монтировке является то, что они лишь корректируют ошибки в положении трубы телескопа, суточное ведение которого вслед за видимым перемещением наблюдаемой звезды осуществляется с помощью силового часового механизма. Основной систематической погрешностью процесса ведения современных телескопов являются ошибки за атмосферную рефракцию и деформацию (гнутие) трубы. Погрешность хода современных силовых часовых механизмов принимать во внимание не следует, так как ее относительное значение не превышает величины 10^{-6} . Для определения допустимого времени накопления τ необходимо определить максимально возможные скорости возмущений на входе системы автоматического гидирования, вызванные атмосферной рефракцией и гнутием (составляющие скоростей смещения изображения звезды в оптическом поле по направлениям t и δ телескопа, ведомого силовым часовым механизмом).

Как известно, ошибки наведения трубы телескопа на объект, обусловленные атмосферной рефракцией Δz_1 и гнутием Δz_2 , относятся к ошибкам по зенитному расстоянию и имеют один и тот же знак. А именно, гнутие и рефракция приводят к тому, что после установки трубы телескопа по каталожным координатам она оказывается направленной несколько ниже видимого направления на звезду, т. е. возникает ошибка по зенитному расстоянию:

$$\Delta z = \Delta z_1 + \Delta z_2. \quad (2)$$

Ошибки наведения Δz_1 и Δz_2 являются функциями зенитного расстояния z и потому изменяются в процессе суточного ведения телескопа.

В первом приближении:

$$\Delta z_1 = r_0 \operatorname{tg} z \text{ и } \Delta z_2 = B \sin z, \quad (3)$$

где

$$r_0 = \rho_0 \frac{b}{760} \frac{273,2}{273,2 + t^\circ},$$

b — атмосферное давление вблизи места наблюдения; t° — температура среды, окружающей телескоп; ρ_0 — постоянная рефракции; B — коэффициент, характеризующий жесткость трубы телескопа. Составляющие ошибок наведения от гнутия и рефракции по направлениям t и δ в оптическом поле телескопа можно определить по формулам

$$\left. \begin{aligned} \Delta t &= \Delta z \sin p, \\ \Delta \delta &= -\Delta z \cos p, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где p — параллактический угол наблюдения звезды.

Принимая во внимание выражения (2) и (3), а также известные формулы сферической тригонометрии:

$$\sin p = \frac{\cos \varphi}{\cos \delta} \sin A; \quad \sin A = \frac{\cos \delta \sin t}{\sin z};$$

$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t;$$

$$\sin z \cos p = \sin \varphi \cos \delta - \cos \varphi \sin \delta \cos t,$$

где φ , A , t и δ — соответственно широта места установки телескопа, азимут, часовой угол и склонение наблюдаемой звезды, равенства (4) можно привести к виду

$$\left. \begin{aligned} \Delta t &= r_0 \frac{\cos \varphi \sin t}{\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t} + B \cos \varphi \sin t, \\ \Delta \delta &= -r_0 \frac{\sin \varphi \cos \delta - \cos \varphi \sin \delta \cos t}{\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t} - B (\sin \varphi \cos \delta - \cos \varphi \sin \delta \cos t). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

В процессе суточного ведения трубы телескопа вслед за наблюдаемой звездой претерпевает изменение лишь координата t (часовой угол). Поэтому для определения скоростей смещения изображения звезды с визирной оси выражения (5) необходимо продифференцировать по t , полагая $\delta = \text{const}$. В результате получим формулы для определения скоростей $\dot{\Delta t}$ и $\dot{\Delta \delta}$:

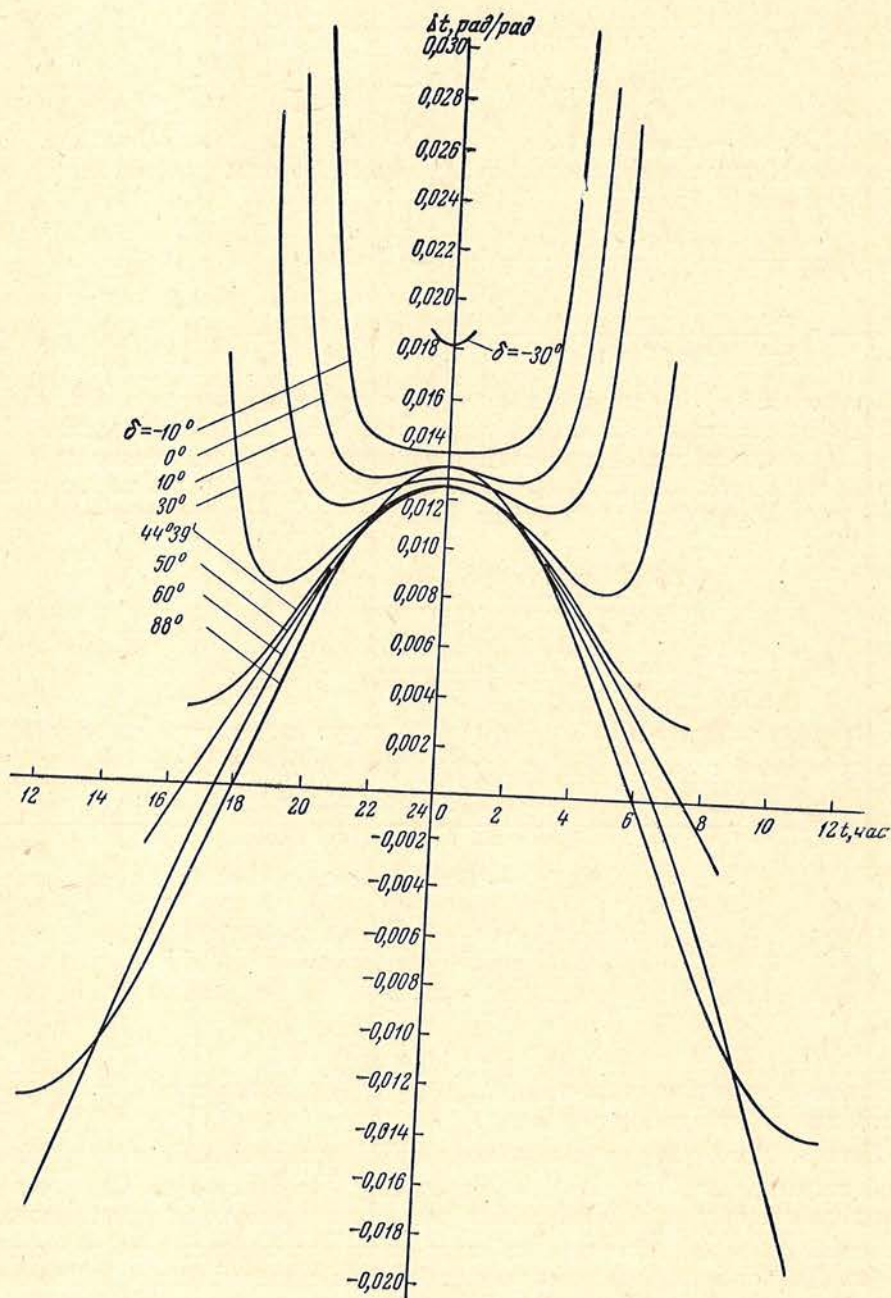
$$\left. \begin{aligned} \dot{\Delta t} &= r_0 \cos \varphi \frac{\sin \varphi \sin \delta \cos t + \cos \varphi \cos \delta}{(\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t)^2} + B \cos \varphi \cos t, \\ \dot{\Delta \delta} &= -r_0 \frac{\cos \varphi \sin \varphi \sin t}{(\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t)^2} - B \cos \varphi \sin \delta \sin t. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Вторые производные по t от формул (5) дадут выражения для определения ускорений возмущений на входе фототида $\ddot{\Delta t}$ и $\ddot{\Delta \delta}$:

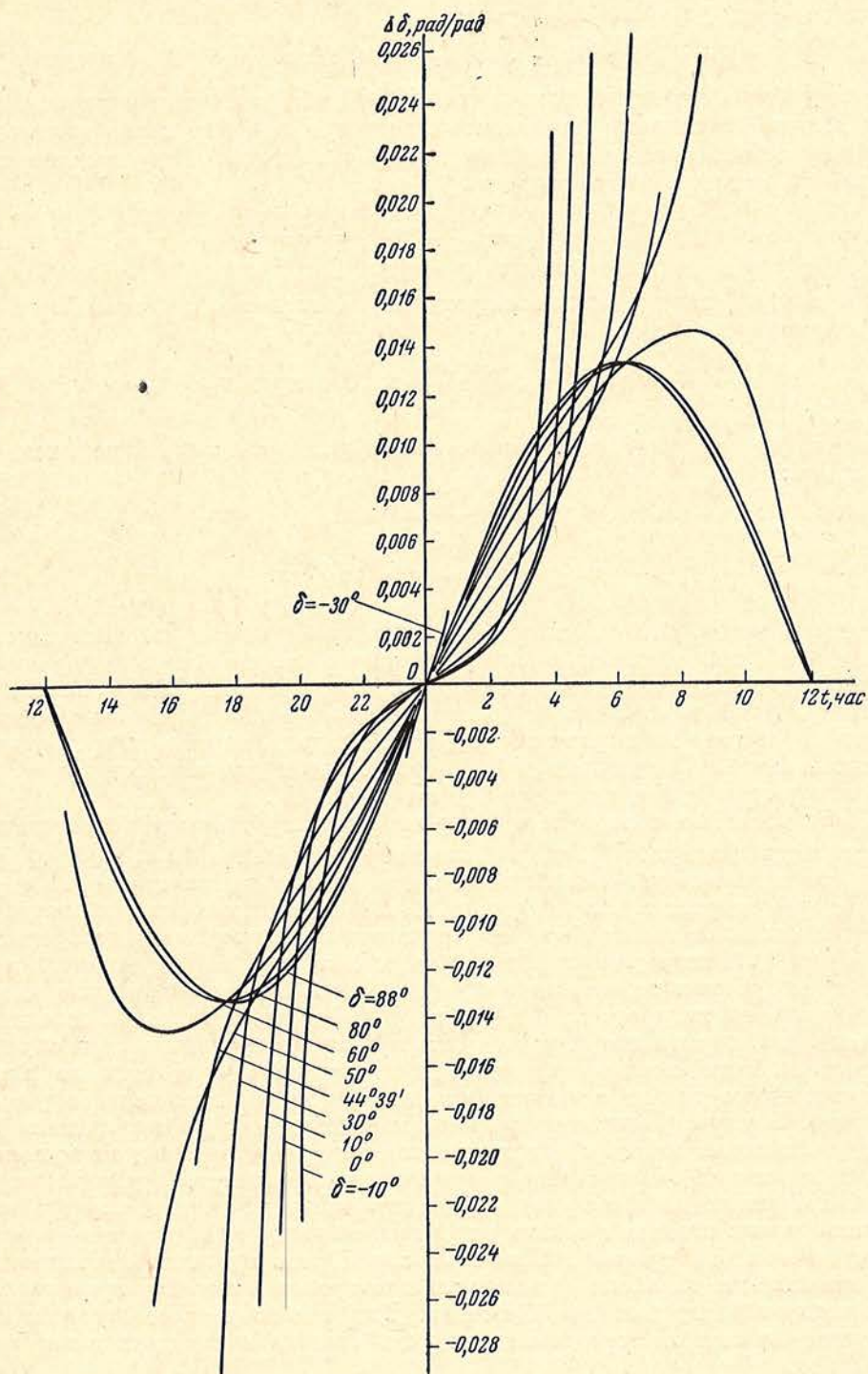
$$\left. \begin{aligned} \ddot{\Delta t} &= r_0 \cos \varphi \frac{\sin \varphi \sin \delta \cos \delta \sin t \cos t + [2(\cos \varphi \cos \delta)^2 - (\sin \varphi \sin \delta)^2] \sin t}{(\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t)^3} - \\ &\quad - B \cos \varphi \sin t, \\ \ddot{\Delta \delta} &= -r_0 \sin \varphi \cos \varphi \frac{\sin \varphi \sin \delta \cos t + \cos \varphi \cos \delta (1 + \sin^2 t)}{(\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t)^3} - \\ &\quad - B \cos \varphi \sin \delta \cos t. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Численные значения величин $\dot{\Delta t}$, $\dot{\Delta \delta}$, $\ddot{\Delta t}$, $\ddot{\Delta \delta}$, полученные из формул, относятся к звездному времени.

Для определения максимально возможных значений скоростей $\dot{\Delta t}$ и $\dot{\Delta \delta}$ выражения (6) необходимо исследовать на экстремум. Однако в общем виде эта задача не может быть решена, так как точки максимальных значений $\dot{\Delta t}$ и $\dot{\Delta \delta}$ могут находиться ниже горизонтального положения трубы. Для оценки реально возможных максимальных значений величин $\dot{\Delta t}$ и $\dot{\Delta \delta}$ были построены семейства кривых $\dot{\Delta t} = f(t)$ и $\dot{\Delta \delta} = f(t)$ для ряда фиксированных значений склонения δ и широты места наблюдения $\varphi = 44^\circ 39'$. При этом графики фиг. 1 и 2 охватывают всю область небосвода, для которой справедливо неравенство $z \leq 75^\circ$, и относятся к значениям $r_0 = 60''$ (среднее значение постоянной рефракции) и $B = 300''$ (коэффициент жесткости, который был принят для телескопа ЗТШ при расчете системы автоматического управления).



Фиг. 1. График зависимости $\Delta t = f(t)$



Фиг. 2. График зависимости $\Delta\delta = f(t)$

Из кривых фиг. 1 и 2 следует, что для принятых условий максимальные значения $\dot{\Delta}t_{\max}$ и $\dot{\Delta}\delta_{\max}$ равны

$$\dot{\Delta}t_{\max} = \dot{\Delta}\delta_{\max} = 0,05''/\text{сек.}$$

Если учесть, что допустимая погрешность работы автоматического гида не должна превышать двух десятых диаметра ложного диска звезды d , то для допустимого времени накопления τ в случае гидирования местными средствами можно записать

$$\tau_{\text{м}} = \frac{0,2d}{\dot{\Delta}t_{\max}} \quad \text{или} \quad \tau_{\text{м}} = \frac{0,2d}{\dot{\Delta}\delta_{\max}}. \quad (8)$$

Для случая гидирования воздействием на главные приводы формула (8) принимает вид

$$\tau_{\text{г}} = \frac{0,2d}{\dot{\Delta}t_{\max}} \cos \delta; \quad \tau_{\text{м}} = \frac{0,2d}{\dot{\Delta}\delta_{\max}} \cos \delta, \quad \text{откуда} \quad \tau_{\text{г}} = \tau_{\text{м}} \cos \delta. \quad (9)$$

Считая, что хорошие изображения имеют размер $d = 1''$, окончательно получим:

$$\tau_{\text{м}} = \frac{0,2}{0,05} = 4 \text{ сек.}, \quad (10)$$

$$\tau_{\text{г}} = \frac{0,2}{0,05} \cos \delta = 4 \cos \delta \text{ сек.} \quad (11)$$

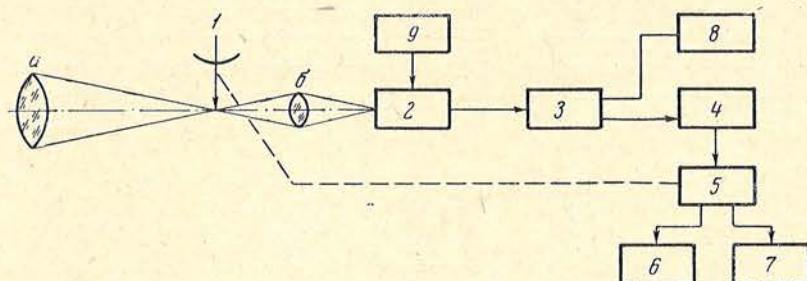
Таким образом, для обеспечения нормальной работы автоматического гида необходимо, чтобы в случае местного гидирования информация о рассогласовании поступала на вход не реже, чем один раз в 4 сек. Допустимое время накопления при гидировании всем телескопом может быть определено из выражения (11), если задана нерабочая зона около полюса Мира. Полученные выше соотношения для вычисления $\tau_{\text{м}}$ и $\tau_{\text{г}}$ определены в предположении, что $\varphi = 44^\circ 39'$.

При установке телескопа в более северных широтах можно показать, анализируя формулы (6), что с увеличением φ значения $\dot{\Delta}t_{\max}$ и $\dot{\Delta}\delta_{\max}$ будут уменьшаться и, как следствие, допустимое время накопления $\tau_{\text{м}}$ несколько возрастет. Как известно [1, 2], накопление слабых электрических сигналов может быть осуществлено как методом непосредственного накопления заряда на конденсаторе интегрирующей цепочки, так и методом счета в течение определенного отрезка времени импульсов напряжения на нагрузочном сопротивлении фотоумножителя. Последний метод более перспективен, так как на точности измерений в этом случае практически не сказываются наводки промышленной частоты на вход усилительного тракта и флуктуации вторичной эмиссии динодов умножителя. В случае применения схем накопления отношение сигнала к шуму возрастает прямо пропорционально корню квадратному из времени накопления τ [1]. При строго постоянном числе квантов лучистой энергии, падающих на фотокатод в единицу времени, число электронов, эмиттируемых катодом в единицу времени, не является постоянным в различные моменты времени. При этом закон распределения вероятности эмиттирования того или иного числа электронов в единицу времени соответствует распределению Пуассона. Для такого распределения стандартное отклонение (среднеквадратичная ошибка) σ определяется выражением

$$\sigma = \sqrt{n_0}, \quad (12)$$

где n_0 — среднее число электронов, эмиттируемых катодом в секунду времени. При измерении слабых световых потоков фотоумножитель используют обычно в режиме одноэлектронного счета. Для ФЭУ выбирают

такой режим питания, при котором все электроны, вылетевшие с катода, достигают первого эмиттера. При этом на нагрузочном сопротивлении ФЭУ каждому электрону соответствует импульс напряжения. Число импульсов, сосчитанных за какой-либо отрезок времени τ , в случае измерения слабого светового потока обычно содержит в себе как импульсы, обусловленные действием светового потока (сигнала), так и импульсы от фона — $k_{\text{ф}}$ и термоэлектронов катода $k_{\text{ш}}$. Поэтому число импульсов,



Фиг. 3. Структурная схема экспериментального макета

1 — полудисковый модулятор; 2 — фотоумножитель; 3 — широкополосный усилитель; 4 — амплитудный дискриминатор; 5 — электронный ключ; 6, 7 — пересчетные устройства; 8 — электронный осциллограф; 9 — высоковольтный стабилизированный выпрямитель

обусловленных световым потоком $k_{\text{с}}$, определяется по формуле

$$k_{\text{с}} = k_{\text{с+ш+ф}} - k_{\text{ш+ф}}, \quad (13)$$

где $k_{\text{с+ш+ф}}$ — полное число сосчитанных импульсов, $k_{\text{ш+ф}}$ — число импульсов от фона и термоэлектронной эмиссии катода. Средняя скорость счета импульсов сигнала $n_{\text{с}}$ в этом случае равна

$$n_{\text{с}} = \frac{k_{\text{с+ш+ф}} - k_{\text{ш+ф}}}{\tau} = n_{\text{с+ш+ф}} - n_{\text{ш+ф}}. \quad (14)$$

На основании выражения (12) можно показать, что стандартное отклонение скорости счета импульсов сигнала определяется известным соотношением

$$n_{\text{эф}} = \sqrt{n_{\text{фл}}^2} = \sqrt{\frac{n_{\text{с+ш+ф}} + n_{\text{ш+ф}}}{\tau}}, \quad (15)$$

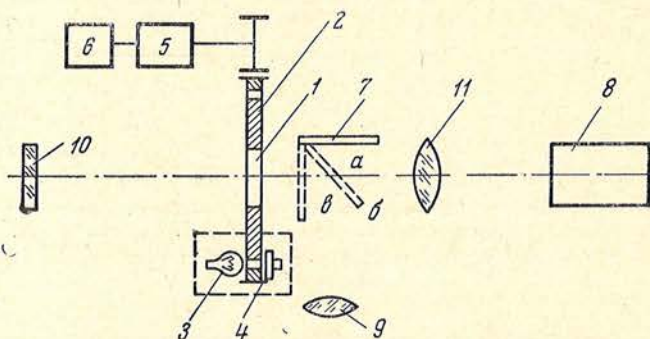
где τ — время счета (время накопления), $n_{\text{фл}}$ — флуктуация скорости счета импульсов. Тогда отношение сигнала к шуму ρ может быть представлено равенством

$$\rho = \frac{n_{\text{с}}}{n_{\text{эф}}} = \frac{n_{\text{с}} \sqrt{\tau}}{\sqrt{n_{\text{с+ш+ф}} + n_{\text{ш+ф}}}}. \quad (16)$$

Для экспериментального исследования работы фотоумножителей в режиме счета фотонов в условиях, близких к условиям работы фотогрида с полудисковой модуляцией светового потока при слежении за слабыми звездами, была создана специальная макетная установка на телескопе АЗТ-7 в КрАО АН СССР.

Экспериментальный макет состоял из оптико-механического узла, конструктивно связанного в одно целое с кожухом фотоумножителя и измерительной аппаратуры. Блок-схема всего макета представлена на фиг. 3. Посредством объектива телескопа a изображение звезды строилось в плоскости вращения полудискового модулятора 1, совмещенной в данном случае с фокальной плоскостью. Модулированный световой поток, пройдя линзу Фабри б, попадал на катод фотоумножителя 2. С анода фотоумно-

жителя импульсы сигнала поступали на вход широкополосного усилителя 3 типа УШ-10, затем через дискриминатор 4 ААДО-1 подавались на вход электронного ключа 5. Дискриминатор ААДО-1 пропускал импульсы в полосе $0 \div 20$ в. Его применение было необходимо в связи с тем, что блок электронного ключа оказался весьма критичным к величине амплитуд импульсов, поступающих на его вход, и переставал работать при амплитудах, превышающих 30 в. Кроме того, ААДО-1 из всех поступающих импульсов в данной полосе формировал стандартные по длительности и одинаковые по амплитуде импульсы, улучшая тем самым условия работы пересчетных устройств 6, 7. Осциллограф С1-8 (8) позволял визуально контролировать характер процесса во время наблюдения. Цепь



Фиг. 4. Схема оптико-механического узла синхронизатора
1 — полудисковый модулятор; 2 — синхронизирующий диск; 3 — лампа накаливания; 4 — фотодиод; 5, 6 — коробка скоростей; 7 — алюминированное зеркало; 8 — фотоумножитель; 9 — окуляр; 10 — нейтральный светофильтр; 11 — линза Фабри

питания фотоумножителя была подключена к высоковольтному стабилизированному выпрямителю 9 типа ВС-22.

Наблюдения проводились в режиме стопроцентной модуляции, когда изображение звезды уводилось с кромки полудискового модулятора и полностью им перекрывалось при вращении. При этом на одно пересчетное устройство за время τ приходили импульсы, обусловленные световым потоком звезды, фона неба и термоэлектронной эмиссии фотокатода $k_{с+ш+ф}$; на второе пересчетное устройство — импульсы от фона неба и термоэлектронов фотокатода $k_{ш+ф}$. Разность показаний пересчетных устройств за единицу времени была равна количеству импульсов в единицу времени n_c , созданных световым потоком от звезд (полезным сигналом). Работа электронного ключа происходила синфазно с вращением полудискового модулятора, и поочередно через каждые поворота модулятора к выходу дискриминатора подключался вход то одного, то другого пересчетного устройства. Синфазность вращения полудискового модулятора и работы электронного ключа достигалась посредством фотоэлектрического синхронизатора.

На фиг. 4 представлена принципиальная схема оптико-механического узла синхронизатора. С полудисковым модулятором 1 связан диск 2 с двумя отверстиями диаметром по 1 мм, расположенными по линии кромки среза полудискового модулятора. По одну сторону диска расположена точечная лампа накаливания 3, мощностью 7 вт, по другую сторону — фотодиод 4 типа ФД-3. Это устройство создавало импульсы для запуска электронного ключа. При вращении диска отверстия пересекают луч света от лампочки и на нагрузочном сопротивлении фотодиода возникают короткие импульсы напряжения. После формирования они поступают на вход электронного ключа, который переключает пересчетные

устройства. Полудисковый модулятор с помощью редуктора мог вращаться со скоростями 1180, 60 и 6 об/мин, что соответствовало следующим частотам включения пересчетных устройств: 18, 1 и 0,1 гц. В кинематической цепи редуктора была предусмотрена коробка скоростей 5, 6, позволяющая быстро и удобно изменять скорость вращения модулятора в указанных выше пределах. Небольшое алюминированное зеркало 7 могло занимать три фиксированных положения. В положении *a* свет от звезды попадает на фотокатод фотоумножителя 8. В положении *b* он направляется в окуляр 9 визуального контроля за положением звезды в поле, что необходимо при юстировке и фокусировке в период наладки установки на телескопе. В положении *c* зеркало перекрывает световой поток. Набор нейтральных светофильтров 10 с известной величиной ослабления позволял быстро и удобно ослаблять световой поток от звезды $0^m \div 4^m$ до тех пор, пока сигнал не оказывался практически равным количеству импульсов от фона неба и термоэлектронов фотокатода. С учетом величины ослабления светового потока светофильтром в процессе наблюдений определялась эквивалентная звездная величина $m_{\text{эkv}}$:

$$m_{\text{эkv}} = m_0 + 2,5 \lg \beta,$$

где β — ослабление (число раз); m_0 — действительная звездная величина.

Указанная на фиг. 4 линза Фабри 11 переносила изображение входного отверстия телескопа на фотокатод умножителя, чем обеспечивалась неподвижность положения светового пятна относительно фотокатода. Применение фильтров оказалось более надежным способом выявления пороговой звездной величины, нежели поиски звезд $10^m \div 11^m$, так как телескоп АЗТ-7 имеет очень слабый гид, в силу чего было весьма сложно выбирать для наблюдений звезды менее яркие, чем 8^m .

Экспериментальный макет после изготовления предварительно испытывался в лаборатории для выявления погрешности аппаратуры и проверки идентичности работы пересчетных устройств. Для этого от генератора на вход усилителя УШ-10 подавалось стандартное число импульсов в секунду. В зависимости от скорости вращения двигателя с той или иной частотой открывались входы пересчетных устройств. Идентичность работы обоих каналов определялась для всех возможных времен экспозиции (10, 30, 60, 120 и 300 сек). С этой целью были дополнительно отрегулированы реле времени обоих счетчиков. Однако идеально отрегулировать реле времени не удалось. Разница длительности экспозиций счетчиков, которые задавались посредством реле времени, составляла около 1 сек. В результате при экспозиции 300 сек погрешность составляла примерно 0,3%; при экспозиции 30 сек — около 3%. Кроме того, был еще один источник погрешностей, заложенный в самом методе. Если входы пересчетных устройств включать с небольшой частотой (0,1 или 1 гц) и при этом время экспозиции небольшое (например, 10 сек), то вполне возможно, что одно пересчетное устройство будет открыто дольше на время, в пределе равное половине длительности оборота модулятора. На практике эта погрешность была меньше. Уже при частоте переключения пересчетных устройств, равной 18 гц, погрешность счета ничтожно мала и ею можно пренебречь.

Таким образом, с точки зрения уменьшения погрешности желательно было работать с более длительными экспозициями и с большей частотой переключения пересчетных устройств. При экспозиции 10 сек и меньше оба счетчика необходимо запускать от одного более точного реле времени.

В лаборатории предварительно снималась счетная характеристика фотоумножителя для определения его оптимального режима работы — режима одноэлектронного счета. На фиг. 5 приведена счетная характеристика фотоумножителя типа ФЭУ-64 № 11. Как видно из фиг. 5, эта

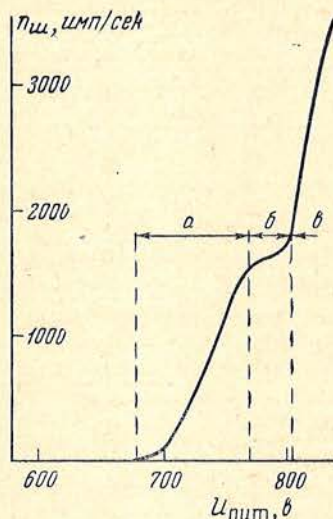
кривая состоит из трех отчетливо различающихся участков (а, б и в). Оптимальной считается работа на плато характеристики (участок б). Следует заметить, что этот участок удается четко выявить только у хороших экземпляров фотоумножителей.

Экспериментальная проверка необходимых соотношений в реальных условиях была проведена в Крымской астрофизической обсерватории на телескопе АЗТ-7 в августе 1963 г. по следующей программе:

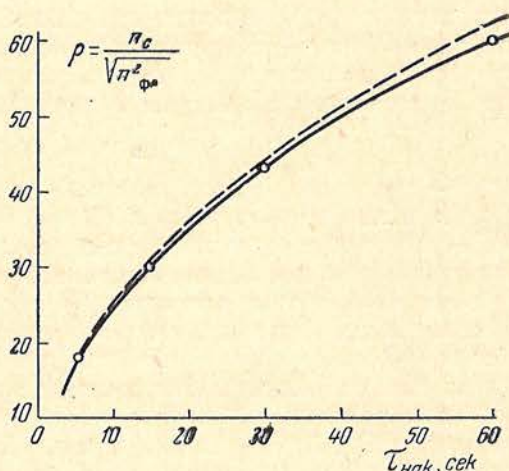
I. Выявление эффекта накопления.

II. Определение реальной пороговой звездной величины.

III. Определение зависимости чувствительности устройства от скорости вращения модулятора.



Фиг. 5. Счетная характеристика фотоумножителя ФЭУ-64 № 11



Фиг. 6. График зависимости отношения сигнала к шуму от времени накопления

I. При выявлении эффекта накопления в зависимости от длительности экспозиции эквивалентная звездная величина была равна 9^m (наблюдалась яркая звезда, ослаблявшаяся нейтральным светофильтром). Результаты наблюдений и статистической обработки данных приведены в табл. 1, из которой следует, что при увеличении времени накопления суммарное число импульсов от сигнала, фона неба, шума фотоумножителя накапливается линейно со временем с удовлетворительной точностью. Отношение же сигнала к шуму ρ возрастает в $\sqrt{\tau}$ раз, где τ — время накопления. Построенная согласно данным табл. 1 зависимость отношения сигнала к шуму от времени накопления приведена на фиг. 6. Пунктиром на этом же графике нанесена теоретическая кривая увеличения ρ при возрастании времени накопления.

II. Оценка пороговой звездной величины при накоплении имеет исключительно важное значение, так как позволяет сделать необходимые выводы о пороговой чувствительности фотодатчика при накоплении сигналов и о перспективах дальнейшего развития данного метода применительно к фотоследящим системам.

Результаты наблюдений приведены в табл. 2. Из табл. 2 следует, что при отношении сигнала к шуму $\rho = 4$ и времени накопления 15 сек уверенно удалось индцировать звезду 12^m класса К0. Для нормальной работы фотогрида с непрерывной обработкой и полудисковой модуляцией светового потока обычно бывает необходимо иметь $\rho = 10$ при рассогласовании $\Delta l \geq d/2$.

Таблица 1

Таблица статистической обработки экспериментальных данных по определению закона накопления

Условия наблюдения	$k_{\text{ш+ф}},$ шт	$k_{\text{с+ш+ф}}$ шт	$\tau,$ сек	$n_{\text{ф}} = \frac{\Sigma k_{\text{ш+ф}}}{\Sigma \tau},$ шт/сек	$n = \frac{\Sigma k_{\text{с+ш+ф}}}{\Sigma \tau},$ шт/сек	$n_{\text{с}} = n - n_{\text{ф}},$ шт/сек	$\sqrt{\frac{n^2}{n_{\text{ф}}^2}} = \sqrt{\frac{n}{\tau} + \frac{n_{\text{ф}}}{\tau}},$ шт/сек	$\rho = \frac{n_{\text{с}}}{\sqrt{\frac{n^2}{n_{\text{ф}}^2}}}$
Ночь с 8 на 9. VIII 1963 г., $z = 40^\circ$;	153	634	5		138,6	110,2	5,8	
	127	723						
	147	721						
	Среднее 142	693						
ε Лебедя 2 ^m 64 К0, $m_{\text{экр}} = 9^m$. ФЭУ-64 (№ 11),	437	2139	15		143,5	115,5	3,4	30]
	402	2113						
	425	2200						
	Среднее 421	2151						
$U_{\text{пит}} = 800$ в. Частота моду- ляции 1 гц	939	3967	30	31,6	138,6	107,0	2,4	43
	945	4269						
	963	4261						
	Среднее 949	4160						
Суммарное значение	2218	8108	60	38,2	136	97,8	1,7	60
	2422	8202						
	2242	8087						
	Среднее 2294	8132						
	3806	15136	110	34,6	137,6	103	—	—

Таблица 2

Таблица статистической обработки экспериментальных данных по определению пороговой чувствительности

Условия наблюдений	$m_{\text{экв}}$	$k_{\text{ш+ф}}$ цмт	$k_{\text{с+ш+ф}}$ цмт	$n_{\text{ф}} = \frac{k_{\text{ш+ф}}}{\tau}$, цмт/сек	$n = \frac{k_{\text{с+ш+ф}}}{\tau}$, цмт/сек	$n_{\text{с}} = n - n_{\text{ф}}$, цмт/сек	$\sqrt{\frac{n_{\text{ф}}^2}{n} + \frac{n_{\text{ф}}^2}{\tau}}$, цмт/сек	$\rho = \frac{n_{\text{с}}}{\sqrt{\frac{n_{\text{ф}}^2}{n} + \frac{n_{\text{ф}}^2}{\tau}}}$
Ночь 8-9.VIII 1963 г. ФЭУ-64 (№ 11)	m 41,64	894	1253					
		986	1314					
		968	1335					
		4015	4397					
		931	4392	15	63,8	24,2	3,2	7,6
	Среднее	956	4318	15	63,8	24,2	3,2	7,6
$U_{\text{пит}} = 800 \text{ e.}$ Частота моду- ляции 1 гц	m 12,2	630	770					
		619	868					
		626	818					
		674	832	15	44,5	54,7	2,58	4
		650	813	15	44,5	54,7	2,58	4
	Среднее	666	820	15	44,5	54,7	2,58	4

Примечание: $\beta = 40\,000$.

Проведем сравнение пороговой чувствительности дискретного и непрерывного методов выявления сигнала ошибки при $\rho = 10$. На основании табл. 2 можно утверждать, что в режиме счета фотонов для звезды класса К0 будем иметь $\rho = 10$, если пороговая звездная величина равна 11^m и время накопления $\tau = 15$ сек.

В случае непрерывной следящей системы $\Phi_{\text{пт}} = 10^{-11}$ лм, что при $D = 20$ см и $k_r = 0,3$ (данные телескопа АЗТ-7 с учетом оптики фотогеловки) соответствует, согласно выражению (1), 8^m .

Таким образом, при времени накопления 15 сек мы увеличили проникающую способность на три звездные величины. Полученный результат удовлетворительно согласуется с теоретическими предпосылками, что легко показать. В системах фотогидирования непрерывного действия применяются избирательные усилители сигнала ошибки с постоянной времени $0,01 \div 0,02$ сек, и время усреднения τ_1 в них можно принять равным $0,01 \div 0,02$ сек. Тогда теоретически при накоплении 15 сек мы должны иметь выигрыш в величине ρ (а значит, и в величине пороговой чувствительности) примерно в $\sqrt{15/0,02} = 27,4$ раза, т. е. в $3^m,6$.

Поскольку экспериментальные данные достаточно близки к теоретическим, то можно подсчитать, каков будет выигрыш в звездных величинах Δm при допустимом для систем местного гидирования промежутке времени между двумя последовательными вводами информации и рассогласовании, равном, как было показано выше, 4 сек. В этом случае при полудисковой модуляции время накопления $\tau_0 = 2$ сек, так как при вращении полудиска и рассогласовании $\Delta l \geq d/2$ накопление сигнала производится в течение лишь половины времени измерения. В силу сказанного:

$$\Delta m = \frac{\lg \sqrt{\tau_0 / \tau_1}}{\lg 2,5} = \frac{\lg \sqrt{2/0,02}}{\lg 2,5} = \frac{1}{0,4} = 2^m,5.$$

III. При определении зависимости чувствительности фотодатчика от скорости вращения модулятора выявлено, что она одинакова для всех скоростей в пределах погрешности аппаратуры. Следовательно, можно, увеличив скорость вращения модулятора до 6000 об/мин и частоту переключения пересчетных устройств до 100 гц, существенно улучшить конструкцию оптико-механического узла.

Выводы

1. Применение методов накопления слабых электрических сигналов в сочетании со схемами счета импульсов может повысить чувствительность фотоэлектрических гидов на $2,5 \div 3^m$. Такое снижение пороговой чувствительности может полностью решить проблему использования автоматического гидирования на телескопах средних размеров.

2. Целесообразно при разработке схем фотоэлектрических гидов проработать вопрос о возможности применения в них логических элементов вычислительной техники, а не идти по пути построения структур, подобных структуре фотогидов непрерывного действия. Последнее, можно предполагать, позволит снизить требуемое для нормальной работы отношение сигнала к шуму и тем самым еще более понизить порог чувствительности.

3. Для автоматического гидирования телескопов на экваториальной монтировке путем воздействия на главные приводы необходимо иметь устройство, автоматически снижающее время накопления при приближении к полюсу. При этом, согласно выражению (11), снижение времени накопления должно происходить по закону $\cos \delta$.

1 ноября 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. В а н - Д е р З и л. Флюктуации в радиотехнике и физике. М.—Л., Госэнергоиздат, 1958.
 2. Т. Т. Ш т о к м а н, Ф. Д и к к и, А. Э м с л и. Сб. «Выделение слабых сигналов из шумов путем интегрирования. Вопросы радиолокационной техники», вып. 6. ИЛ, 1951.
 3. Н. О. Ч е ч и к, С. М. Ф а й н ш т е й н, Т. М. Л и ф ш и ц. Электронные умножители. М., 1957.
 4. Н. С. Х л е б н и к о в, А. Е. М е л а м и д, Т. А. К о в а л е в а. «Радиотехника и электроника», 7, 3, 1962.
-

**БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ
НА ВОЛНУ 30 см***А. Ф. Бачурина*

Описывается модель механического двухполюсного переключателя на связанных резонаторах. Приводятся его характеристики. Переключатель может быть использован в качестве модулятора в радиометре.

A FAST DOUBLE-POLE SWITCH FOR THE 30 cm WAVELENGTH, by *A. F. Bachurin*.— A model mechanical double-pole switch on coupled resonators is described and its characteristics given. The switch can be used as a modulator in radiometers.

Для наблюдения слабых источников в радиоастрономии широко применяется метод «исключения» собственного шума приемника при помощи модуляции сигнала, подлежащего измерению. Чтобы осуществить такую модуляцию, перед приемником необходимо иметь переключатель (модулятор), который с определенной частотой переключал бы вход приемника с антенны на некоторый постоянный источник шума.

В литературе описано несколько типов механических бесконтактных переключателей для коротковолновой части дециметрового диапазона (см., например, [1, 2]).

В предложенном автором двухполюсном переключателе на волну около 30 см используются резонансные свойства контуров (резонаторов) из четвертьволновых отрезков линий передач, короткозамкнутых на одном конце. Такой контур пропускает от источника сигнала, с небольшим ослаблением, только те частоты, которые расположены вблизи его собственной резонансной частоты. Поэтому, если изменить собственную частоту контура, настроенного первоначально на рабочую длину волны, то колебания, соответствующие этой волне, пройдут в следующее за контуром устройство значительно ослабленными. Ослабление сигнала на рабочей волне тем сильнее, чем больше отличается новая резонансная частота контура от рабочей.

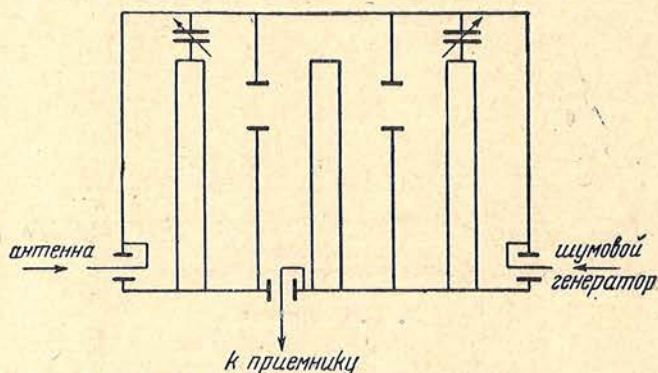
В описываемом переключателе каждый из переключаемых источников сигнала подключается к своему контуру, настроенному на рабочую частоту и связанному критической связью с резонатором, общим для переключаемых каналов, резонансная частота которого остается неизменной. Из этого резонатора сигнал поступает на вход приемника. Переключение источников сигнала осуществляется механически, путем изменения резонансной частоты контура отключаемого канала. Система из связанных резонаторов позволяет уменьшить влияние изменения сопротивления источника сигнала на работу устройства, следующего за модулятором.

Принцип действия переключателя иллюстрируется фиг. 1.

Конструктивно переключатель состоит из латунного корпуса, содержащего три резонатора, крышки и переключающего цилиндра (фиг. 2).

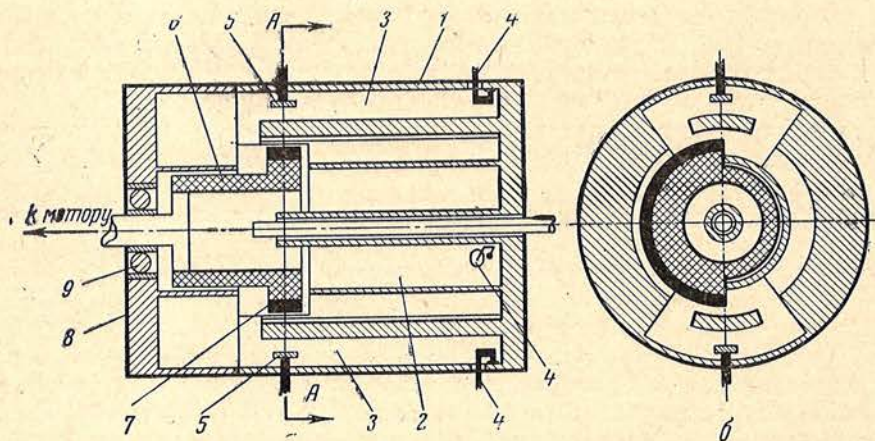
Модулятор приводится в действие с помощью синхронного электродвигателя типа Г-205.

Краевые резонаторы каналов представляют отрезок линии, которая образована центральным проводником, являющимся частью полого



Фиг. 1. К принципу действия модулятора

цилиндра, разрезанного по образующим, и внутренней частью коаксиальной линии, цилиндрические поверхности которой соединены радиальными проводящими перемычками, так что в поперечном сечении образуется кольцевой сектор. Резонатор настраивается на нужную частоту диском, вводимым в него около свободного конца центрального проводника. Передающая линия соединена с резонатором петлей связи, положение которой может регулироваться путем ее вращения.



Фиг. 2. Схема переключателя

а — разрез по плоскости симметрии; б — разрез по АА; 1 — корпус; 2 — центральный резонатор; 3 — краевой резонатор; 4 — петля связи; 5 — настраивающий диск; 6 — переключающий цилиндр; 7 — металлический ободок; 8 — крышка; 9 — подшипник

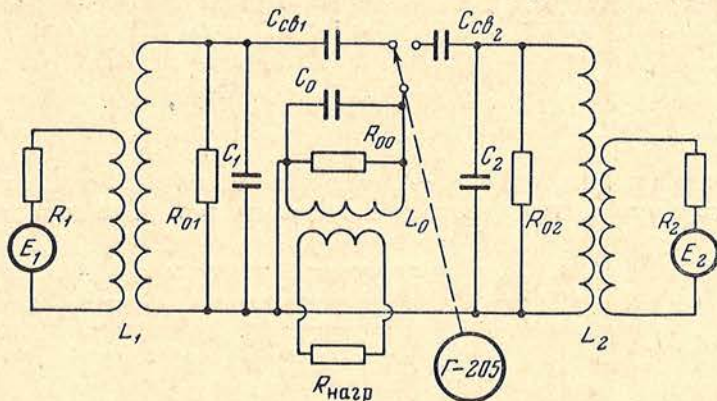
Общий для двух каналов центральный контур является обычным четвертьволновым коаксиальным резонатором. Он отделен от краевых резонаторов тонкостенным цилиндром. Настройка центрального резонатора осуществляется изменением длины его центрального проводника. Контур соединен с внешней линией регулируемой петлей связи.

Для связи центрального и краевых резонаторов в корпусе модулятора со стороны крышки проточена цилиндрическая выточка, в которую входит поясok переключающего цилиндра, изготовленного из плексигласа. На наружной стороне пояска укреплен тонкий металлический ободок. Поясок

цилиндра разрезан на две примерно равные части, из которых большая часть удалена, так что остается дуга, несколько меньшая 180° .

Переключающий цилиндр сбалансирован относительно оси вращения с помощью специальных вырезов в нем и укреплен на валике, проходящем через шариковый подшипник в крышке переключателя. Труба в крышке, являющаяся продолжением внешнего цилиндра центрального резонатора, представляет для волны 30 см заперделный волновод. Поэтому подшипник не создает в модуляторе заметных шумов. Все цилиндрические поверхности модулятора коаксиальны.

Переключатель работает в принципе следующим образом. Электродвигатель через валик приводит во вращение переключающий цилиндр,



Фиг. 3. Эквивалентная схема переключателя

Металлический ободок входит в один из краевых резонаторов, изменяя его волновое сопротивление у незамкнутого конца центрального проводника. Это вызывает изменение резонансной частоты контура. В результате уменьшается связанность этого краевого резонатора с центральным, характеризуемая величиной коэффициента связанности

$$\sigma = \gamma \frac{2n_0 n_1}{|n_0^2 - n_1^2|},$$

где γ — коэффициент связи между контурами; n_0 , n_1 — парциальные частоты рассматриваемых контуров (см., например, [3]).

Поэтому сигнал от источника, связанного с данным краевым резонатором, проходит в центральный резонатор (а из последнего в следующее за модулятором устройство) значительно ослабленным. В этот момент контур другого канала связан с центральным резонатором критической связью, так что уменьшение сигнала от источника этого канала происходит только за счет собственных потерь модулятора. После того как переключающий цилиндр повернется на 180° , краевые резонаторы меняются ролями. Таким образом, частота переключения (модуляции), выраженная в герцах, равна числу оборотов переключающего цилиндра в одну секунду.

Поскольку в нашем случае используется наинизшая из собственных резонансных частот, то, пренебрегая влиянием на работу модулятора отключаемого канала, можно в грубом приближении представить переключатель в виде эквивалентной схемы, изображенной на фиг. 3.

Здесь R_{oi} , C_i , L_i ($i = 0, 1, 2$) — резонансные сопротивления, емкости и индуктивности эквивалентных контуров центрального и краевых резонаторов; $C_{св1}$ и $C_{св2}$ — емкости связи первого и второго краевых резонаторов с центральным; E_1 , E_2 , R_1 , R_2 — э. д. с. и сопротивления источников сигнала; $R_{нагр}$ — нагрузка переключателя.

Величины R_{00} , C_0 и L_0 могут быть вычислены с достаточной для инженерной практики точностью [4]. Вычисление же остальных величин, характеризующих контуры каналов, затруднительно вследствие сложной конфигурации краевых резонаторов. Поэтому они определялись экспериментально.

Коэффициент связи γ_i между центральным и одним из краевых контуров для принятой эквивалентной схемы определяется выражением

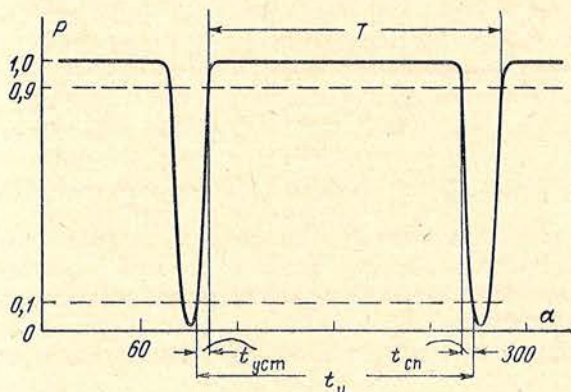
$$\gamma_i = \frac{C_{св,i}}{\sqrt{(C_{св,i} + C_0)(C_{св,i} + C_i)}}, \quad (1)$$

где $i = 1, 2$.

Емкость связи между контурами может быть аппроксимирована величиной

$$C_{св,i} [нф] = \frac{0,228 l \varphi}{\pi \ln \frac{D}{d}} \sin^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} l_1 \right), \quad (2)$$

где λ — длина волны, в см; l_1 — расстояние по образующей от короткозамкнутого конца центрального резонатора до середины цилиндрической



Фиг. 4. Кривая модуляции

выточки, в см; l — высота выточки, в см; d — диаметр среднего штыря центрального резонатора; D — диаметр внутренней цилиндрической поверхности штыря краевого резонатора; φ — угловая ширина этого штыря в радианах.

Величина коэффициента связи, вычисленного с помощью (1) и (2), в среднем на 15% больше той же величины, полученной путем сравнения экспериментальных резонансных кривых с теоретическими универсальными кривыми связанных контуров. Экспериментально исследовалась зависимость γ от l и l_1 при постоянстве остальных величин, входящих в (2).

Описанный переключатель имеет полосу пропускания 10 Мгц. Кривая модуляции на рабочей частоте показана на фиг. 4, где по оси абсцисс отложен угол поворота переключающего цилиндра α в градусах, а по оси ординат — мощность сигнала P на выходе модулятора. Эта кривая построена для случая, когда на входы обоих каналов подается одинаковая мощность. На нижних частотах появляются подъемы, однако, эти искажения кривой модуляции невелики в пределах полосы пропускания.

Так как переключающий цилиндр вращается равномерно, а металлический ободок расположен по дуге, то угол поворота цилиндра прямо пропорционален времени, а время спада ($t_{сп}$) и время установления

$(t_{\text{уст}})$, определенные так, как показано на фиг. 4, равны между собой, При этом

$$t_{\text{уст}} = t_{\text{сп}} = 0,042 t_{\text{и}}.$$

Скважность

$$h = \frac{T - t_{\text{и}}}{t_{\text{и}}} = 0,064,$$

где определение T ясно из фиг. 4.

В пределах 85% $t_{\text{и}}$ пульсации мощности составляют менее одного процента. Развязка между каналами в пределах $t_{\text{и}} - (t_{\text{уст}} + t_{\text{сп}})$ не менее 28 дб. Потери в модуляторе равны $1,2 \pm 0,1$ дб. Из них 0,4 дб обусловлены применением переключающего цилиндра из плексигласа. Изготовление переключающего цилиндра из полистирола или фторопласта, а также нанесение тонкослойного серебряного покрытия на токонесущие поверхности модулятора позволят снизить его потери до нескольких процентов.

По описанному принципу возможно изготовить переключатели и для других длин волн дециметрового диапазона, в частности на волну 21 см, а также переключатель с числом полюсов более двух.

Выражаю благодарность В. В. Гаврилову за помощь в работе.

17 декабря 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. L. Mollwo. Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik., 65, Н. 6, 1957.
2. Р. П. Бутусов, В. Я. Гольнев, А. Ш. Мехтиев. Изв. ГАО АН СССР, 31, 5, № 164, 1960.
3. С. П. Стрелков. Введение в теорию колебаний. Гостехиздат, 1951.
4. Г. Мегла. Техника дециметровых волн. Изд-во «Советское радио», 1958.

ХРОНИКА

В течение 1963 г. сотрудники Крымской астрофизической обсерватории АН СССР принимали участие в научных конференциях и совещаниях как у нас в Советском Союзе, так и за рубежом. На симпозиум по магнитным полям Солнца и звезд (ФРГ) выезжали А. Б. Северный и А. А. Боярчук. На XII международный коллоквиум по инфракрасному излучению звезд (Льеж, Бельгия) — В. К. Прокофьев. В работе симпозиума по спектру Солнца (Утрехт, Нидерланды) принял участие А. Б. Северный. Ряд сотрудников участвовали в I Всесоюзной конференции по итогам МГГ—МГС в Москве, в 14 Пленуме Комиссии по переменным звездам во Львове, в Пленуме Комиссии по исследованию Солнца в Баку, во Всесоюзном совещании по космическим лучам и в I Всесоюзной конференции молодых астрономов в Москве, в Республиканском семинаре астрономов, физиков и математиков в Киеве, а также в других совещаниях по отдельным научным и научно-организационным вопросам.

С 27 июня по 2 июля 1963 г. в КрАО был проведен теоретический семинар по проблемам магнитной гидродинамики и космической газодинамики, организованный Комиссией по космогонии Астрономического совета АН СССР. Работа семинара протекала в форме летней школы для молодых астрономов и физиков. Для участия в работе школы из 28 обсерваторий и физических институтов страны было направлено в КрАО около 60 молодых специалистов; кроме того, для участия в дискуссии из различных научных учреждений было приглашено 20 астрономов и физиков. В работе семинара активное участие приняли многие научные сотрудники КрАО.

На семинаре было прочитано 10 обзорных лекций:

- 1) магнитные поля Солнца — А. Б. Северный (КрАО);
- 2) магнитные поля звезд — А. А. Боярчук (КрАО);
- 3) магнитные поля в Галактике — С. Б. Пикельер (ГАИШ);
- 4) звездный ветер — Р. Е. Гершберг (КрАО);
- 5) истечение вещества из поздних сверхгигантов и звезд типа WR — С. В. Рублев (Ростовский ГУ);
- 6) турбулентные движения в атмосферах звезд — И. М. Копылов (КрАО);
- 7) магнитная турбулентность в звездах — А. Я. Киппер (ИФА АН Эст.ССР);
- 8) ударные волны в звездах — Д. А. Франк-Каменецкий (ИАЭ АН СССР);
- 9) гидромагнитные ударные волны — В. И. Карпман (ИЯФ СО АН СССР);
- 10) о взрывах сверхновых звезд — Я. Б. Зельдович (ОФМН АН СССР).

Кроме этих программных лекций, состоялся дополнительный доклад И. С. Шкловского (ГАИШ). Проф. Б. Ловелл (Джодрел Банк, Англия), находившийся в гостях на обсерватории, выступил с лекцией. В первом докладе был сделан обзор новых данных, касающихся недавно открытых радиоисточников — сверхзвезд; в лекции Ловелла были изложены результаты наблюдений на 76-м радиотелескопе вспыхивающих звезд, измерения магнитных полей в Галактике и измерения угловых диаметров далеких радиоисточников.

Труды теоретического семинара будут опубликованы в 10-м томе сборника «Вопросы космогонии».

В обсерваторию в течение года приезжали для обмена опытом, проведения совместных работ, получения наблюдательного материала сотрудники ряда обсерваторий.

научно-исследовательских институтов и других учреждений: Главной астрономической обсерватории АН СССР, Главной астрономической обсерватории АН УССР Одесской, Абастуманской, Бюраканской, Шемахинской, Львовской, Душанбинской обсерваторий, Московского, Киевского, Ленинградского, Ростовского-на-Дону государственных университетов, Физического института АН СССР, Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР, СибИЗМИРАН'а, Института физики атмосферы АН СССР, Института электромеханики, Института радиоэлектроники, Государственного оптического института, институтов Тарту, Риги, Горького, Новосибирска и др.

Сотрудники Ондражеевской обсерватории Академии наук Чехословацкой Социалистической Республики Б. Вальничек и Ф. Топол в сентябре посетили КрАО АН СССР. Они детально ознакомились с аппаратурой и телескопами обсерватории, рассказали об исследованиях по солнечной физике, ведущихся в обсерватории Ондражеево.

Профессор Е. Рыбка — директор Краковской обсерватории Академии наук Польской Народной Республики — приезжал в обсерваторию для обсуждения совместной работы по фотометрическим стандартам и фотометрическим системам.

Б. Ковачев (Болгарская Народная Республика) вел спектральные наблюдения на 1220-мм рефлекторе обсерватории.

На обсерватории с апреля по конец декабря работала сотрудница Варшавской обсерватории (ПНР) И. Семенюк, проводившая электрофотометрические наблюдения и знакомившаяся с методикой фотометрических работ.

Продолжал учебу в аспирантуре обсерватории по специальности солнечная физика (руководитель член-корр. АН СССР А. Б. Северный) гражданин Китайской Народной Республики Чжу Цань-шэнь.

Летом обсерваторию посетил профессор Ловелл — директор радиоастрономической станции Джодрел Бэнк (Англия).

В августе в обсерватории был профессор А. Мазани (Италия), который имел многочисленные беседы с сотрудниками обсерватории. На заседании Ученого совета обсерватории он выступил с докладом, касающимся его работ о роли ударных волн в нестационарных звездах, о сверхновых звездах и нейтрино, об аппаратурных вопросах звездной фотометрии.

Профессор Хойл (Англия), посетивший обсерваторию в ноябре 1963 г., 20 ноября выступил с докладом «О природе сверхзвезд и галактик» и 21 ноября сделал сообщение о своей теории хромосферных вспышек.

22 ноября профессор Люст (ФРГ), посетивший КрАО в ноябре 1963 г., сделал доклад на тему «Солнечный ветер и кометы».

В заграничные командировки также выезжали: П. П. Добронравин и И. М. Копылов для ознакомления с работами обсерваторий Германской Демократической Республики (Таутенбург, Зоннеберг, Потсдам и Бабельсберг).

В 1963 г. сотрудниками обсерватории А. А. Степانياном и Н. Н. Степانيا защищали диссертации на степень кандидата физико-матем. наук; представлены к защите — С. И. Гопасюком, Д. Н. Рачковским; подготовлены диссертации — М. Е. Боярчук, Н. Н. Ерюшевым, Ю. И. Нешпором.

В 1963 г. вышли из печати два тома «Известий Крымской астрофизической обсерватории АН СССР»: том XXIX и том XXX. Подготовлены и сданы в издательство том XXXI и настоящий — XXXII том.

ИСПРАВЛЕНИЯ И ОПЕЧАТКИ К XXXI ТОМУ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть	Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
7	Ф-ла (3)	I'_{λ}	I_{λ}	82	7 стр.	κ Sco	—
32	25 стр.	iI	TiI	98	3 св.	176841	176871
39	22 стр.	H III	N III	104	6 стр.	ΔI	ΔI^2
39	11 стр.	He II	He I	107	Фиг. 9		пропущены начальные точки Δ и $\circ$
40	Ф-ла (1)	W_{λ}	$W_{\lambda} =$				
47	25 св.	k Phe	κ Phe				
48	24 св.	6181	6182	119	6 св.	8,5	8,6
48	11 стр.	k ² Tuc	κ^2 Tuc	213	17 св.	K	K0
50	7 стр.	B3 V	A2 V	248	20 стр.	lg χ	lg λ
51	19 св.	18295	18296	248	11 стр.	χ_0	κ_0
52	12 св.	k Cet	κ Cet	251	5 стр.	[15]	[16]
60	27 стр.	θ OriB	θ OriD	253	10 стр.	[14]	[13]
60	25 стр.	37042	37041	279	Фиг. 3, вертикальный масштаб	—0,03	—0,04
78	6 стр.	α Cen	a Cen				
80	7 стр.	α Lup	d Lup	309	Мультиплет 520	$1G$	a^1G

Известия Крымской астрофизической обсерватории

ТОМ XXXII

*Утверждено к печати Крымской астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР*

Редактор издательства Ю. И. Ефремов

Технические редакторы В. И. Зудина и Ф. М. Хенох

Сдано в набор 8/IV 1964 г. Подписано к печати 15/VI 1964 г. Формат 70×108¹/₁₆.
Печ. л. 12,25+3 вкл. Усл. печ. л. 16,78+3 вкл. Уч.-изд. л. 15,3+3 вкл. =15,5.
Тираж 1200 экз. Т-09771. Изд. № 3002/04. Тип. зак. № 542

Цена 81 к.

Издательство «Наука». Москва, К-62, Подсосенский пер., 21

2-я типография Издательства «Наука». Москва, Г-99, Шубинский пер., 10

ОПЕЧАТКИ И ИСПРАВЛЕНИЯ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
3	11 св.	ecnelle	echelle
19	23 св.	(7 12)	(7 ^h 12 ^m)
	26 св.	3,27	3 ^d 27
33	Фиг. 4, 2 сн.	K 17 ^d 21	K 27 ^d 21
192	28 сн.	W	W _λ
225	Ф-ла (14)	$e^{\frac{-\varepsilon^2}{kT}}$	$e^{\frac{-\varepsilon_2}{kT}}$
225	1 сн.	HH _δ	H _γ и H _δ
231	8 столбец, 5 сн.	2,27	2,72
239	10 сн.	H	H _η
240	20 сн.	H	H _β
240	5 сн.	H	H _ε
283	11—12 св.	пунктиром показана кривая распределения	пунктиром показано распределение
283	25 св. }	H	H _α
287	1 св. }		
293	Ф-ла (1)	0,23y	0,023y
294	Табл. 1	C III	Cl III
	Ф-ла (2)	D _S A _{SD}	χ _{DS} A _{SD}
296	5 св.	$= \frac{n_l}{V T_l}$	$y = \frac{n_l}{V T_l}$
	Ф-ла (6)	10 ⁻⁷ (1+0,079 _ε)	10 ⁻⁷ (1+0,079 _ε)
306	20 св.	b ₄ T _l)	b ₄ (T _l)
313	5 св.	Синтон	Ситон
	7 св.	I _δ	I _{Hδ}
326	10 сн.	отражения	отражающие