

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ И МЯГКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ  
ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА****И. С. Шкловский****ВВЕДЕНИЕ**

Приблизительно 100 лет тому назад было обнаружено, что солнечный спектр резко обрывается около 2900 Å. Крукс и Корню объяснили это «обрезание» солнечного спектра поглощением в земной атмосфере. Хартли связал это поглощение с наличием в атмосфере нашей планеты озона. Окончательно это было установлено около полувека тому назад Фабри и Бьюиссоном.

Поскольку уже давно было выяснено, что изучению ультрафиолетового спектра Солнца мешает поглощение в земной атмосфере, естественно, возникали идеи подъема регистрирующих приборов на более или менее значительные высоты с целью, по возможности, «пробить» поглощающий атмосферный слой. Так, например, Лайман организовывал с этой целью высокогорные экспедиции, а в 30-х годах спектрографы устанавливались на стратостатах, подымавшихся на высоты до 25 км. Мы теперь понимаем, что эти попытки были обречены на неудачу. Но тогда мало что было известно о природе верхних слоев земной атмосферы, и такие попытки были вполне оправданы. На рис. 1 приведена зависимость прозрачности земной атмосферы от длины волны по современным представлениям.

Только после второй мировой войны, благодаря огромному прогрессу ракетной техники, эта одна из величайших проблем наблюдательной астрономии была в принципе решена. О тех выдающихся результатах, которые были при этом получены, будет рассказано в § 2.

Хотя прямое изучение ультрафиолетового и рентгеновского излучения Солнца оказалось возможным только 15 лет назад, некоторые косвенные данные позволяли делать весьма грубую оценку его мощности уже сравнительно давно. Дело в том, что жесткое фотонное излучение Солнца, хотя его доля в общем потоке солнечной радиации и незначительна, оказывает огромное влияние на земную атмосферу. Оно является основной причиной образования в верхних слоях атмосферы ионизованных слоев — так называемой «ионосферы». Кроме того, это излучение регулирует тепловой режим верхних слоев атмосферы, определяя тем самым ее протяженность. С другой стороны, изучение связей между верхними и нижними слоями земной атмосферы только начинается, и нельзя поэтому исключить влияние жесткой солнечной радиации на такое важнейшее для практической деятельности человечества явление, как общая циркуляция атмосферы, определяющая погоду. Следовательно, всестороннее изучение жесткой радиации Солнца имеет большое прикладное значение, особенно для радиосвязи и астронавтики.

Исследование элементарных процессов в ионосфере уже давно позволило получить некоторую информацию о мощности ионизирующего ультрафиолетового излучения Солнца. В самом деле, напишем основное уравнение ионизации какого-нибудь из ионосферных слоев:

$$\frac{dN_e(h)}{dt} = J(h) - \alpha N_e^2(h) + D, \quad (A)$$

где  $N_e$  — концентрация электронов,  $J$  — количество пар ионов, образовавшихся в единице объема за единицу времени вследствие фотоионизации молекул и атомов атмосферы солнечной радиацией;  $\alpha$  — эффективный коэффициент рекомбинаций (эта величина может быть получена эмпирически, например, во время затмений);  $h$  — высота рассматриваемого элемента атмосферы;  $D$  описывает изменение электронной концентрации вследствие диффузионных процессов.

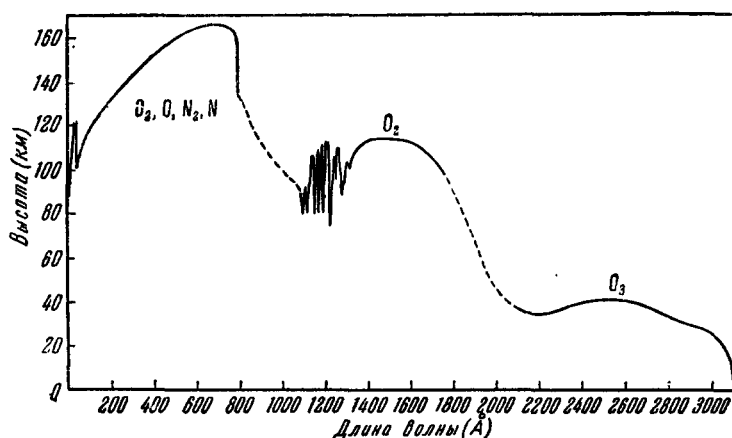


Рис. 1. Прозрачность атмосферы как функция длины волны излучения. По оси ординат отложены высоты, где интенсивность падающего на Землю излучения уменьшается в  $e$  раз.

Очевидно, будет выполняться следующее соотношение:

$$Q = \int J(h) dh = S_0 \cos z, \quad (B)$$

где  $Q$  — число пар ионов, образовавшихся в столбе единичного сечения, проходящем через рассматриваемый ионосферный слой;  $S_0$  — число излученных Солнцем фотонов, падающих на единицу поверхности Земли (за пределами атмосферы) в одну секунду и имеющих энергию, большую, чем потенциал ионизации молекул (атомов), образующих ионы в данном слое ионосферы;  $z$  — зенитное расстояние Солнца.

Интеграл  $Q = \int J dh$  можно получить, исходя из результатов радионаблюдений (см., например, <sup>1</sup>). Сделав какую-нибудь определенную гипотезу о характере элементарных процессов в каком-нибудь из ионосферных слоев, можно вычислить соответствующее этой гипотезе значение  $Q$ . Если, например, принять, как это делалось в работе <sup>2</sup>, что ответственными за образование ионов в слое  $E$  являются молекулы кислорода (потенциал ионизации  $h\nu_0 = 12,2$  э), в слое  $E_1$  — атомы кислорода ( $h\nu_0 = 13,5$  э) и в слое  $F_2$  — молекулы азота ( $h\nu_0 = 15,5$  э), то получаются значения  $Q$  для разных слоев, приведенные в табл. I.

Таблица I

Ультрафиолетовое излучение Солнца по ионосферным наблюдениям

Ионосферные слои	$S_0^{\text{теор}}$	$Q_{\text{Месси}}^{\text{набл}}$	$Q_{\text{Аллен}}^{\text{набл}}$
$E(O_2)$	$1,0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$	$6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$	$5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$
$F_1(OI)$	$9,3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$	$2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$	$1,9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$
$F_2(N_2)$	$2,7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$	$1,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$	$2,3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$

Во втором столбце  $S_0$  получено теоретически, причем излучение Солнца в далеком ультрафиолете полагается соответствующим излучению абсолютно черного тела с температурой  $6000^\circ$ . Я. Л. Альперт<sup>1</sup> в свое время получил для слоя  $F_2$  гораздо большее значение —  $Q_{\text{Аллен}}^{\text{набл}} = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$ . Эта разница в работе<sup>1</sup> объяснялась реальным изменением потока ультрафиолетового излучения Солнца в зависимости от фазы солнечной активности. Данные Аллена<sup>3</sup> соответствуют периоду минимума солнечной деятельности 1943—1944 гг., когда на Солнце совсем не было пятен. Заранее отметим, что данные ракетной астрономии свидетельствуют о сильной зависимости жесткого фотонного излучения Солнца от 11-летнего цикла (см. § 2).

Необходимо подчеркнуть, что приведенные в табл. I числа дают только порядок величины  $Q$ . При другой гипотезе о характере элементарных процессов в ионосфере они, конечно, изменятся. Мы привели их только в качестве иллюстрации возможностей косвенных методов определения потока жесткой фотонной радиации Солнца.

Сравнение наблюдаемого  $Q$  с планковским излучением Солнца при  $T=6000^\circ$  (такое сравнение раньше часто делали физики и геофизики) лишено всякого основания. В доступной наблюдениям коротковолновой части спектра интенсивность солнечного излучения значительно меньше планковской при  $T=6000^\circ$ . Из теоретических соображений интенсивность излучения Солнца за границей серии Лаймана должна соответствовать цветовой температуре, близкой к граничной температуре Солнца, т. е.  $\sim 4800^\circ$ . Депрессия солнечного излучения отчетливо видна на спектрах, полученных с больших высот (см. § 2).

В послевоенные годы вся совокупность наблюдательных данных заставила астрономов с необходимостью прийти к заключению, что в верхних слоях солнечной атмосферы (верхней хромосфере и короне) существует инверсия кинетической температуры. Температура солнечной короны  $T \sim (1 \div 2) \cdot 10^6$ , а в переходной между верхней хромосферой и короной области  $T \sim 10^5$ . Наличие высокой кинетической температуры в короне и верхней хромосфере совершенно по-новому поставило проблему жесткого фотонного излучения Солнца\*). Сразу же после войны было выполнено несколько теоретических исследований в этом направлении. Эти исследования дали первую, довольно грубую картину ожидаемого эффекта. В дальнейшем быстрый прогресс ракетной астрономии позволил получить важные наблюдательные данные, на основе которых можно было проверить теорию и существенно развить ее дальше.

В следующем параграфе будет развита теория ультрафиолетового излучения верхних слоев солнечной атмосферы, прежде всего короны. Основные результаты наблюдений и их дискуссия будут изложены в § 2.

\*) Необходимость излучения короной жесткой фотонной радиации была показана теоретически еще в 1945 г.<sup>4</sup> Более подробные расчеты были выполнены в 1948 г.<sup>4</sup> и 1949 г.<sup>6</sup> Детальные расчеты Эльверта были выполнены в 1952 и 1954 гг.<sup>7</sup>

## § 1. УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КОРОНЫ

Солнечная корона, рассматриваемая как плазма весьма высокой температуры, должна быть источником ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения.

Рассмотрим сначала ультрафиолетовое и мягкое рентгеновское излучения короны, имеющие непрерывный спектр. Примем, в согласии с данными наблюдений, что электронная температура короны  $T_e$  равна  $10^6$  градусов, и, кроме того, будем считать, что она постоянна для всей короны. В действительности, как это следует, например, из наблюдений короны вне затмения, ее электронная температура может быть различной в различных областях. Она выше всего над пятнами и факелами, в полярных же областях электронная температура ниже. Однако, как будет видно дальше, интенсивность ультрафиолетового излучения короны, имеющего непрерывный спектр, для не слишком коротких волн слабо зависит от принятого значения  $T_e$ . Существенно, что корона является оптически тонкой за границей серии Лаймана. Это следует из исключительно высокой ионизации корональной материи. Согласно нашим вычислениям, при  $T_e = 10^6$  отношение концентраций нейтральных и ионизованных атомов водорода (наиболее обильного элемента в короне) порядка  $10^{-7}$  (см. <sup>8</sup>). Отсюда легко получить, что оптическая толща всей короны за границей серии Лаймана порядка  $10^{-6}$ .

Напишем уравнение переноса собственной ультрафиолетовой радиации короны:

$$\frac{dI_v}{dS} = -k_v I_v + F_v, \quad (1)$$

где  $k_v$  — рассчитанный на единицу объема коэффициент поглощения,  $F_v dv$  — излучение короны в единице объема за единицу времени в единичном телесном угле и в интервале частот  $v, v + dv$  \*):

$$F_v dv = \frac{N_i N_e K g I e^{-\frac{h(v-v_0)}{kT_e}} h dv}{4\pi T_e^{3/2}} + \frac{N_i N_e K e^{-\frac{hv}{kT_e}} g II dv}{8\pi v_0 T_e^{1/2}} = N_i N_e [\Psi_v(T_e) + \Phi_v(T_e)], \quad (2)$$

где  $K = \frac{h^3}{(2\pi m k)^{3/2}} \frac{8\pi^2 e^2 v_0^2}{mc^3} \frac{2^4}{3\sqrt{3}\pi} = 3,2 \cdot 10^{-6}$ . Первый член правой части

соответствует излучению при рекомбинациях на основной уровень атома водорода, второй — при гиперболических переходах,  $N_i = N_e$  — концентрация протонов,  $k$  — постоянная Больцмана,  $gI$  и  $gII$  — гаунтовские факторы, которые мы в дальнейшем положим равными единице.

Решение уравнения (1) может быть получено непосредственно:

$$I_v(\varrho) = \int F_v ds = [\Psi_v(T_e) + \Phi_v(T_e)] \int N_e^2(s) ds, \quad (3)$$

так как оптическая толща короны  $\tau_v$  ничтожно мала. Общая интенсивность излучения короны (с частотой  $> v_1$ ) равна

$$I_{v_1}(\varrho) = \int_{v_1}^{\infty} I_v dv = e^{-\frac{h(v_1-v_0)}{kT_e}} \left[ \frac{kK}{4\pi T_e^{1/2}} + \frac{k^2 K T_e^{1/2} e^{-\frac{hv_1}{kT_e}}}{8\pi hv_0} \right] \int N_e^2 ds = \\ = \{\Psi_{v_1}(T_e) + \Phi_{v_1}(T_e)\} \int N_e^2 ds, \quad (4)$$

где  $\varrho$  — расстояние от центра солнечного диска, выраженное в долях его радиуса.

\* ) Вывод выражения для  $F_v$  см. в работе <sup>9</sup>.

Заметим, что интенсивность, обусловленная гиперболическими переходами (при  $T_e = 10^6$ ), в 3,15 раза больше, чем обусловленная захватами в основное состояние.

Полагая, что для сферически симметричной модели короны  $N_e$  может быть представлено в виде

$$N_e = 10^8 \left( \frac{A}{r^{n_1}} + \frac{B}{r^{n_2}} \right), \quad (5)$$

получим

$$I_v(q) = \{\Psi_v(T) + \Phi_v(T)\} \left[ \frac{A^2}{q^{2n_1-1}} \frac{\Gamma(1/2) \Gamma\left(\frac{2n_1-1}{2}\right)}{\Gamma(n_1)} + \right. \\ \left. + \frac{2AB\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) \Gamma\left(\frac{n_1+n_2-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n_1+n_2}{2}\right)} \frac{1}{q^{n_1+n_2-1}} + \frac{B^2\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) \Gamma(2n_2-1)}{\Gamma(n_2)} \frac{1}{q^{2n_2-1}} \right]. \quad (6)$$

Если, например, воспользоваться для  $N_e$  формулой Аллена<sup>10</sup>

$$N_e = 10^8 \left( \frac{1.55}{r^6} + \frac{2.99}{r^{16}} \right),$$

то

$$I_v(q) = \{\Psi_v(T_e) + \Phi_v(T_e)\} 10^{16} R_\odot (1.87q^{-11} + 4.08q^{-31} + 5.13q^{-21}). \quad (7)$$

В работе<sup>7</sup> принималось значение гаунтовского фактора  $g = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \times \ln \frac{4kT_e}{nc\xi}$ , где  $\xi$  — постоянная Эйлера, но эта аппроксимация  $g$  для  $\lambda < 200 \div 300 \text{ \AA}$  уже не годится. Поэтому вычисления для мягкой рентгеновской области, выполненные Эльвертом, неправильны.

В работе<sup>11</sup> используется более общая аппроксимация

$$g = \frac{\sqrt{3}}{\pi} q \ln \left( \frac{q+1}{q-1} \right) \frac{e^{2\pi\eta_i-1}}{e^{2\pi\eta_F-1}}$$

( $q, \eta_i, \eta_F$  — некоторые параметры, зависящие от скорости электрона). Оказывается, что в ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской областях  $g \approx 1$ , что обосновывает сделанное выше предположение.

С достаточной степенью точности вплоть до  $q = 0.95$  можно пользоваться простым законом, справедливым для плоскопараллельных слоев:

$$I(\theta) = I(0) \sec \theta, \quad (8)$$

где

$$I(0) = \{\Psi(T_e) + \Phi(T_e)\} R_\odot \int_1^\infty N_e^2(r) dr,$$

$\int_1^\infty N_e^2(r) dr = 9.5 \cdot 10^{15}$ , если для  $N_e(r)$  взята формула (5). Заметим еще,

что при  $q \rightarrow 1$  (со стороны значений  $q > 1$ )  $\int_{-\infty}^\infty N_e^2(s) ds$  вдвое больше,

чем  $\int_0^\infty N_e^2(s) ds$ , вычисленный при  $q \rightarrow 1$  со стороны значений  $q < 1$ .

Таким образом, яркость короны в ультрафиолетовом свете должна претерпевать разрыв непрерывности у краев солнечного диска, так как корона прозрачна для собственного ультрафиолетового излучения, а Солнце экранирует значительную его часть.

В области значений  $0,9 < \varrho < 1,0$  интеграл  $\int N_e^2(s) ds$  может быть вычислен численными методами.

На рис. 2 приведен график функции  $I_v(\varrho)$ .

Полный поток ультрафиолетового излучения короны, очевидно, равен

$$F = \frac{R_\odot^3}{R^2} \int_1^\infty F_v r^2 dr = \frac{R_\odot^3}{R^2} \{ \Psi_v(T_e) + \Phi_v(T_e) \} \int_1^\infty N_e^2(r) r^2 dr =$$

$$= \{ \Psi_v(T_e) + \Phi_v(T_e) \} R_\odot^3 13,4 \cdot 10^{16}, \quad (9)$$

где для  $N_e$  принята формула (5).

Представляет интерес найти значение потока ультрафиолетового излучения короны во время полной фазы затмения при различных воз-

можных угловых радиусах Луны. Результаты вычислений приведены в табл. II.

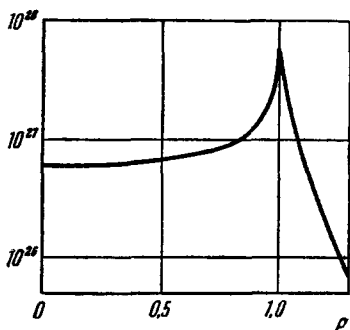


Рис. 2. Распределение яркости по диску Солнца ультрафиолетового излучения с непрерывным спектром.

Таблица II

$\varrho$	1,00	1,02	1,03	1,04
$F_\varrho/F$	0,29	0,20	0,11	0,03

Выше предполагалось, что жесткое корональное излучение при гиперболических переходах обусловлено только водородом.

Можно учесть аналогичное излуче-

ние, обусловленное присутствием в короне других элементов. В первую очередь следует рассмотреть гелий. Относительную распространенность гелия и водорода примем равной 1 : 5, причем можно считать, что это отношение постоянно для всей короны (перемешивание). Тогда мы прежде всего должны уменьшить интенсивность жесткого «водородного» излучения короны на  $2/7$  (ибо отношение концентраций протонов и свободных электронов будет не единица, как мы считали, а  $5/7$ , вследствие двукратной ионизации гелия).

Аналогично (2) получим следующее выражение для интенсивности обусловленного гелием жесткого излучения единицы объема короны в интервале частот  $\nu$ ,  $\nu + d\nu$  в единичном телесном угле:

$$\bar{F}_\nu d\nu = \frac{[\text{He}^{++}] N_e Z^4 K g I e^{\frac{h(\nu - \nu_1)}{kT_e}} h d\nu}{4\pi T_e^{3/2}} + \frac{N_{\text{He}^{++}} N_e Z^2 k K e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} g I d\nu}{8\pi \nu_1 T_e^{1/2}}, \quad (10)$$

где  $[\text{He}^{++}] = \frac{1}{7} N_e$  — концентрация дважды ионизованного гелия,  $\nu_1$  — граничная частота ионизации  $\text{He}^+$  (вывод формулы (10) см. в <sup>9</sup>). Совершенно

так же, как и в случае водорода, можно получить

$$I_v^{\text{He}} = \{\bar{\Psi}_v(T_e) + \bar{\Phi}_v(T_e)\} \frac{1}{7} \int N_e^2 ds, \quad (11)$$

$$I^{\text{He}} = \int I_v^{\text{He}} dv = \{\bar{\Psi}(T_e) + \bar{\Phi}(T_e)\} \frac{1}{7} \int N_e^2 ds. \quad (12)$$

Выражение для потока жесткого «гелиевого» излучения с непрерывным спектром будет вполне аналогично (9). Вычисления показывают, что обусловленное гелием ультрафиолетовое излучение короны  $\sim$  в 1,5 раза больше, чем ультрафиолетовое излучение короны, обусловленное водородом.

Согласно (9), поток жесткого излучения от короны должен быть пропорционален характерному выражению  $i = \int N_e^2(r) r^2 dr$ . Существенно, что этой же величине  $i$  пропорционален также поток теплового радиоизлучения Солнца в дециметровом диапазоне (см., например, <sup>8</sup>). Это вполне понятно, так как в обоих случаях излучательная способность единицы объема короны пропорциональна  $N_e^2$  и для рассматриваемых видов излучения она является оптически тонкой. Отсюда следует, что поток жесткого излучения короны с непрерывным спектром должен быть (в случае изотермической короны) пропорционален потоку радиоизлучения Солнца на дециметровом диапазоне.

Рассмотрим поток жесткого излучения короны с непрерывным спектром с  $\nu > \nu_a$ . Будем учитывать только излучение при гиперболических переходах. Согласно (9) и работе <sup>8</sup>, величина этого потока будет пропорциональна  $F_{\text{рад}}$  — потоку радиоизлучения на частоте  $\nu$ :

$$F_{\text{у.ф}}^{\nu_a} = \frac{N_e^2 \{\Psi_{\nu_a}^2(T_e) + \bar{\Psi}_{\nu_a}(T_e) + \Psi_{\nu_a}(T_e) + \bar{\Phi}_{\nu_a}(T_e)\}}{\frac{2\nu^2 k T_e}{c^2} \kappa_\nu} F_{\text{рад}}, \quad (13)$$

где  $\kappa_\nu = a$ ,  $N_e^2$  — коэффициент поглощения радиоизлучения (см. <sup>8</sup>). Вместо  $F_{\text{рад}}$  удобнее пользоваться «эффективной температурой» радиоизлучения Солнца, определяемой выражением  $T_{\text{эфф}} = \frac{\lambda^2}{2k\Omega_\odot} F_{\text{рад}}$ . Тогда будем иметь полезное для дальнейшего анализа выражение

$$F_{\text{у.ф}}^{\nu_a} = \frac{N_e^2}{\kappa_\nu} \{\Psi_{\nu_a}(T_e) + \bar{\Psi}_{\nu_a}(T_e) + \Phi_{\nu_a}(T_e) + \bar{\Phi}_{\nu_a}(T_e)\} \frac{T_{\text{эфф}}}{T_e}. \quad (14)$$

Оба рассматривавшихся выше вида жесткого излучения короны, возникающих как при гиперболических переходах, так и при рекомбинациях, обусловлены присутствием в короне ионизованных водорода и гелия. Но наряду с водородом и гелием (которыми особенно изобилует корона) в короне должны присутствовать в высокой степени ионизованные атомы железа, никеля и т. д. При рекомбинациях этих ионов со свободными электронами будет возникать излучение с непрерывным спектром весьма малой длины волны — порядка десятков ангстрем. Можно показать, что поток указанного излучения на границе земной атмосферы будет порядка  $10^{-3} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}}$ , т. е. значительно меньше потока водородного и гелиевого излучений.

До сих пор мы рассматривали только жесткое излучение короны, имеющее н е п р е р ы в н ы й спектр. Однако корона должна также обладать весьма богатым л и н е й ч а т ы м спектром в коротковолновой области.

В самом деле, у всех ионов железа, излучающих корональные линии, резонансные потенциалы порядка 30—40 *е*, у изоэлектронных с железом ионов никеля эти потенциалы несколько выше <sup>12</sup>. Богатый (разрешенными) линиями ультрафиолетовый спектр некоторых из этих ионов (FeX, FeXI, FeXV) получен в лабораторных условиях и исследован Эдленом <sup>12</sup>. В условиях солнечной короны, где в силу крайней разреженности материи удары второго рода не играют сколько-нибудь существенной роли (даже для метастабильных уровней), интенсивность какой-нибудь линии излучения определяется количеством возбуждений исходного уровня. Так как возбуждение излучением фотосферы не может во внутренней короне играть существенную роль (линии, расположенные в доступной наблюдениям части спектра, возникают при переходах с метастабильных уровней, а для весьма коротковолновых «разрешенных» линий, о которых речь будет идти ниже, возбуждающая радиация фотосферы очень слаба), то основным механизмом возбуждения исходных уровней должен быть электронный удар.

Так как электронная температура в короне порядка миллиона градусов, то средняя кинетическая энергия электронов около 150 *эв*. Это означает, что практически каждое столкновение электрона с каким-нибудь многократно ионизованным атомом может привести к возбуждению резонансного уровня последнего. Если эффективное сечение возбуждения уровней с потенциалом  $\sim 30 \div 300$  *е* электронным ударом сравнимо с эффективным сечением возбуждения подуровней основной конфигурации (при переходах, с которых излучаются наблюдаемые в спектре короны линии излучения), то число излученных «жестких» квантов будет сравнимо с числом излученных квантов в наблюдаемой части спектра. Но так как энергия каждого жесткого кванта в десятки раз больше, чем энергия «оптического», то можно ожидать, что интенсивность жесткой корональной радиации по своей абсолютной величине будет в десятки раз превосходить интенсивность наблюдаемой монохроматической радиации.

Поток излучения от короны с непрерывным спектром (обусловленный рассеянием солнечного света на свободных электронах короны)  $\sim 1$  *эрг/см<sup>2</sup>сек*. Излучение в линиях составляет  $\sim 1\%$  от полного излучения короны. Отсюда следует, что ожидаемый поток жесткого линейчатого излучения короны  $\sim 0,1$  *эрг/см<sup>2</sup>сек*.

Для количественных расчетов жесткого монохроматического излучения короны необходимо знать эффективные сечения возбуждения электронным ударом разрешенных уровней корональных ионов. Вычисление точных сечений сложных атомных систем для сравнительно медленных электронов — задача достаточно трудная и для корональных ионов пока еще не решенная. В качестве грубого приближения к действительности мы можем подойти к решению этой задачи следующим образом.

Согласно Мотту и Мессии<sup>13</sup>, эффективное сечение возбуждения равно

$$Q = \frac{16\pi^3 e^4}{v^2 h^2} |x_{0n}|^2 \ln \frac{2mv^2}{\chi}, \quad (15)$$

где нами введен вместо вектора волнового числа ударяющего электрона (**k**) импульс электрона,  $x_{0n}$  — матричный элемент координаты, соответствующий рассматриваемому оптическому переходу:

$$|x_{0n}|^2 = \left| \int \Psi_0 x \Psi_n a \tau \right|^2. \quad (16)$$

Удобно вместо  $|x_{0n}|^2$  ввести пропорциональную величину — с и л у о с ц и л л я т о р а рассматриваемой линии

$$f_{0n} = \frac{8\pi^2 m}{3h} v |Z_{0n}|^2 = \frac{8\pi^2 m v}{h} |x_{0n}|^2, \quad (17)$$



где  $\nu$  — частота линии; мы положили  $|r_{on}|^2 = 3|x_{on}|^2$ , что, разумеется, будет выполняться лишь приближенно.

Подставив (17) в (15) и обозначая энергию возбуждения через  $\chi$ , получим

$$Q = \frac{2\pi e^4}{mv^2\chi} f_{on} \ln \left( \frac{2mv^2}{\chi} \right). \quad (18)$$

Количество энергии, излученное в какой-либо линии коротковолновой части спектра в единице объема короны за единицу времени, будет равно

$$\begin{aligned} 4\pi \bar{F}_\nu &= N_0 N_e \chi \int_{\nu_0}^{\infty} \varphi(\nu) \nu Q(\nu) d\nu = \\ &= N_0 N_e \frac{4\pi e^4}{(2\pi m k T_e)^{1/2}} f_{on} \left[ e^{-\frac{\chi}{kT}} \ln 4 + \frac{\chi}{kT_e} \left\{ -E_i \left( -\frac{\chi}{kT} \right) \right\} \right], \quad (19) \end{aligned}$$

где  $\varphi(\nu)$  — функция распределения скоростей электронов.

При вычислении жесткого монохроматического излучения короны особое внимание следует обратить на элементы, наиболее распространенные в космосе. Имеются серьезные основания полагать, что элементы, наиболее распространенные в обращающемся слое Солнца, должны быть наиболее распространенными и в короне.

Исследуем для этой цели спектры ионов, изоэлектронных H. Отличительной особенностью этого ряда должно быть наличие весьма интенсивных резонансных дублетов

$$2^2P_{11/2, 1/2} - 2^2S_{1/2}.$$

Из элементов этого изоэлектронного ряда мы остановимся на тех, которые имеют потенциалы ионизации, сравнимые с потенциалом ионизации корональных ионов Fe и Ni. Например, ион OVI, имеющий потенциал ионизации 137,48 e, в условиях короны практически не встречается — кислород находится там в более высоких стадиях ионизации\*). Зато Mg X имеет потенциал ионизации 376 e и вполне может «существовать» в короне. Потенциалы ионизации Ne VIII и Na IX равны соответственно 243 и 305 e; следовательно, и эти ионы «выживут» в корональных условиях.

Спектр Mg X исследовался в лабораторных условиях<sup>14</sup>. Резонансному переходу  $^2P_{3/2} - ^2S_{1/2}$  соответствует линия  $\lambda 625$ , переходу  $^2P_{1/2} - ^2S_{1/2} - \lambda 610$ . Спектр Na IX также исследовался, но из-за сравнительно малой космической распространенности натрия мы не будем принимать во внимание резонансное излучение корональных ионов Na IX (см. ниже). Длины волн соответствующих переходов у Ne VIII могут быть найдены линейной интерполяцией. Они равны  $\lambda 770$  и  $\lambda 760$ .

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что потенциал ионизации Ne VIII близок к потенциалу ионизации FeX (261 e), а потенциал ионизации Mg X — к потенциалу ионизации FeXIV (390 e)\*\*).

Следовательно, на основании существующей теории ионизации короны<sup>8</sup> можно сделать заключение, что распространенность Ne VIII будет повышена в тех областях короны, где преимущественно светится линия Fe X  $\lambda 6374$ , а распространенность MgX — в областях короны, где особенно интенсивна линия FeXIV  $\lambda 5303$ .

\*) Эта стадия ионизации O встречается только в переходной между хромосферой и короной области солнечной атмосферы (см. <sup>8</sup>).

\*\*) Необходимость излучения короной интенсивной жесткой монохроматической радиации была доказана в 1945 г. <sup>4</sup>. В 1948 г. Аллен и Вулли <sup>5</sup> пришли к тому же заключению, указав на линию Mg X как наиболее интенсивную.

Космическая распространенность магния (по отношению к водороду)  $\frac{[Mg]}{[H]} = 3 \cdot 10^{-5}$ . До последнего времени не существовало никаких данных о распространенности неона в обрабатываемом слое Солнца, так как линий неона в фразунгоферовом спектре Солнца не наблюдается. Поэтому мы примем относительную распространенность неона в солнечной атмосфере такой же, как и у планетарных туманностей, т. е.  $\frac{[Ne]}{[H]} \sim 10^{-4}$ .

Найдем теперь полное количество жесткого монохроматического излучения (в резонансных линиях Ne VIII и Mg X), которое образуется в о в с е й к о р о н е за единицу времени. При этом примем, что излучение образуется в каждом элементе объема, а корону будем считать сферически симметричным образованием с плотностью, определяемой формулой (5). Для упрощения расчета будем считать, что излучается только одна резонансная линия, причем относительная распространенность элемента, излучающего ее, будет некоторым взвешенным средним из относительных распространенностей магния и неона.

В соответствии с формулами (18) и (5) будем иметь

$$4\pi \int \bar{F}_\lambda d\tau = R_\odot^2 \delta 4\pi \int_{1,04}^{\infty} \tilde{\Phi}(Te) N_e^2(r) r^2 dr = \delta f_{on} \cdot 4\pi \tilde{\Phi}(Te) \cdot 10^{16} \cdot 0,66 = \\ = \frac{16\pi^2 e^4 R_\odot^2}{(2\pi m k T_e)^{1/2}} \delta f_{on} \cdot 10^{16} \cdot 0,66 \left[ e^{-\frac{\chi}{kT_e}} \ln 4 + \frac{\chi}{4kT_e} \left\{ -E_i \left( -\frac{\chi}{kT_e} \right) \right\} \right], \quad (19a)$$

где  $\tau$  — элемент объема короны; интегрирование распространяется по всему объему короны, внутренняя граница которой условно принята  $r = 1,04$ .

Выполнив вычисления, получим

$$4\pi \int \tilde{F}_\lambda d\tau = 0,6 \cdot \bar{\delta} \cdot 10^{31}, \quad (20)$$

если примем, что  $f \sim 0,3$ .

Положив  $\bar{\delta} = 3 \cdot 10^{-5}$ , что соответствует относительной распространенности магния (присутствие которого в солнечной атмосфере с надежностью установлено), получим значение потока жесткой монохроматической радиации короны на границе земной атмосферы (полагая, что половина указанной радиации падает обратно на Солнце):

$$S_{Mg X, Ne VIII} = \frac{1}{2} \frac{4\pi \int \tilde{F}_\lambda d\tau}{4\pi R^2} \approx 0,05 \frac{эрг}{см^2}, \quad (21)$$

где  $R$  — расстояние от Земли до Солнца.

В этих вычислениях, однако, имеется некоторая неопределенность, так как ионизации магния и неона точно не рассчитаны. Из приблизительного равенства потенциалов ионизации Ne VIII и Mg X потенциалам ионизации Fe X и Fe XIV соответственно может и не следовать, что Ne VIII и Mg X являются наиболее часто встречающимися стадиями ионизации этих элементов в различных областях короны. Ошибка в 10 раз в сторону меньших значений  $\bar{\delta}$  вполне возможна.

Можно ожидать, что следствием существования в короне жесткого монохроматического излучения будет линейчатость интегрального спектра Солнца в области  $\lambda < 1000 \text{ \AA}$ .

Действительно, если считать, что в этой области спектра фотосфера излучает как абсолютно черное тело с температурой  $\sim 4800^\circ$  (границная температура Солнца), то отношение излученной ею энергии с длиной волны  $\lambda < 1000 \text{ \AA}$  в интервале длин волн  $\sim 1 \text{ \AA}$  к излучению в какой-нибудь

из корональных линий в этой области спектра, как легко показать, будет меньше единицы. Следовательно, в далекой ультрафиолетовой области спектра излучение Солнца должно определяться почти исключительно короной. Это предсказание теории, как мы увидим в § 2, в последнее время получило полное подтверждение наблюдениями.

Значительно более детальное исследование жесткого монохроматического излучения короны было выполнено спустя несколько лет после нас Эльвертом <sup>7</sup>. При этом особое внимание было им уделено спектральной области, промежуточной между крайней ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской ( $\lambda < 300 \text{ \AA}$ ). Табл. III содержит, в частности, длины волн наиболее распространенных в космосе элементов, находящихся в соответствующих высоких стадиях ионизации.

Таблица III

Ион	Переход	$\lambda$	$Y_{zi} \cdot 10^6$		
			$T_e = 6 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^5$	$10^6$
He II	$1s - 2p$	304	3	2	2
C IV	$1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s^2 3p^2 P_{1/2}$	312	0,08	0,02	—
C V	$1s^2 {}^1S_0 - 1s2p {}^1P_1$	40	0,4	0,6	1,5
C VI		33	0,01	0,05	0,7
N V	$1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s^2 3p^2 P_{1/2}$	210	0,0	0,3	0,2
N VI	$1s^2 {}^1S_0 - 1s2p {}^1P_1$	29	0,07	0,3	2
N VII		19	—	—	0,1
O VI	$1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s^2 3p^2 P_{1/2}$	150	4	2	1
O VII	$1s^2 {}^1S_0 - 1s2p {}^1P_1$	22	—	0,03	0,5
Ne VII		95	4	2	—
Ne VIII		85	9	7	7
Mg VIII	$2s^2 2p^2 P_{1/2} - 2s^2 3d^2 D_{3/2}$	75	1	0,5	—
Mg IX	$2s^2 {}^1S_0 - 2s3p {}^1P_1$	63	0,3	0,6	0,5
Mg X	$2s^2 S_{1/2} - 3p^2 P_{1/2}$	58	0,02	0,15	0,6
Si VIII	$2s^2 2p^3 {}^4S_{3/2} - 2s^2 3p^2 3s {}^4P_{5/2}$	67	1,2	1,2	0,1
Si IX	$2s^2 2p^2 {}^1S_0 - 2s^2 2p3d {}^1P_1$	55	0,4	0,8	0,5
Si X	$2s^2 2p^2 P_{3/2} - 2s^2 3d^2 D_{5/2}$	51	0,01	0,2	1
Si XI		42	—	—	0,4
S VII		70	0,3	0,2	—
S VIII		60	0,3	0,7	0,1
S IX		52	0,05	0,3	0,4
S X		43	—	—	0,5
Fe IX	$3s^2 3p^6 {}^1S_0 - 3s^2 3p^5 4s {}^3P_1$	105	1	0,3	—
Fe X	$3s^2 3p^5 {}^2P_{3/2} - 3s^2 3p^4 4s {}^2P_{1/2}$	97	4	1,5	—
Fe XI	$3s^2 3p^4 {}^3P_1 - 3s^2 3p^3 4s {}^3S_1$	88	4	5	0,7
Fe XII		73	1,3	4	3
Fe XIII		65	0,04	0,7	4
Fe XIV		62		0,1	2
Fe XV		55			0,4

Эльверт вычислил эффективные сечения возбуждения электронным ударом для различных корональных ионов, считая их водородоподобными. Мы не будем останавливаться здесь на деталях этих вычислений. Заметим, однако, что излишнее рафинирование теории (как это делалось в работе <sup>7</sup>) представляется нам ненужным, ибо борновское приближение при

вычислении эффективных сечений все равно вносит очень большие ошибки. Расчеты же, основанные не на борновском приближении, очень сложны, и сейчас их трудно провести для большого количества процессов столкновений, имеющих место в короне.

Монохроматическая объемная светимость для некоторой линии, принадлежащей определенному иону, в итоге довольно длинных вычислений, выполненных в работе <sup>7</sup>, представляется в виде

$$J_{zi} = N_e^2 4 V \pi f_3 \propto a_0^2 c \chi_H \left( \frac{\chi_H}{kT} \right)^{1/2} Y_{zi}, \quad (22)$$

где  $f_3$  — безразмерный множитель, учитывающий возможные ошибки метода вычисления сечений,  $a$  — постоянная тонкой структуры,  $Y_{zi} \propto n_i$ , где  $n_i$  — концентрация соответствующего иона в короне,  $Y_{zi}$  — функция температуры, зависящая также от параметров рассматриваемой линии. В нее, очевидно, входит вычисленное эффективное сечение для рассматриваемого перехода. Табл. III содержит значения  $Y_{zi}$  для разных линий при различных температурах короны.

Хотя вычисленные эффективные сечения содержат большие ошибки и действительные значения монохроматических объемных светимостей могут значительно отличаться от теоретических, табл. III представляет большой интерес. Прежде всего, заметим, что входящие в  $Y_{zi}$  множителями величины  $n_i$  получаются на основе теории ионизации короны (см., например, <sup>8</sup>). Таким образом, изменения  $Y_{zi}$  с изменением температуры отражают изменения состояния ионизации короны.

По существу, табл. III является аналогом классической ионизационной теории изменения интенсивностей спектральных линий с изменением температуры, развитой для условий термодинамического равновесия трудами Саха, Милна и Фаулера. Интенсивность какой-нибудь линии в ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра при некоторой температуре достигает максимума. Например, линия Mg IX  $\lambda=63 \text{ \AA}$  имеет максимальную интенсивность при  $T_e=7 \cdot 10^5$ . Многие линии в табл. III изменяют свою интенсивность с изменением температуры монотонно. Но это объясняется только сравнительной узостью интервала температур, для которых вычислены значения  $Y_{zi}$ .

Зная  $Y_{zi}$ , можно найти потоки излучения в отдельных корональных линиях, падающие на границу земной атмосферы. Значения этих потоков приведены на рис. 3 для разных температур. По оси абсцисс отложены длины волн, по оси ординат — значения потоков, разделенные на величину  $Q' = f_3 Q$ ;  $f_3$  — упоминавшийся выше «фактор неопределенности» вычислений Эльверта;  $Q$  — параметр неоднородности короны (см. выше). На этом рисунке кружки означают потоки излучения за границей серии ионизованного гелия\* (228  $\text{\AA}$ ) и группы корональных ионов, сосредоточенной около 50  $\text{\AA}$ . Как видно из рис. 3, «линейчатое» излучение короны при  $T_e=10^6$  заметно смещено в коротковолновую часть спектра по сравнению с излучением при  $T_e=(6 \div 7) \cdot 10^5$ . В первом случае «центр тяжести» эмиссионных линий находится в области 60  $\text{\AA}$ , во втором — в области 80—90  $\text{\AA}$ .

Полный поток излучения у границы земной атмосферы  $0,06 \cdot Q \frac{\varepsilon p_2}{\text{см}^2 \text{сек}}$ , из которых при  $T_e=10^6$  по крайней мере  $0,04 \cdot Q \frac{\varepsilon p_2}{\text{см}^2 \text{сек}}$  падает на область около 60  $\text{\AA}$ .

Было бы интересно распространить эти вычисления на область более высоких температур, например  $(1,5 \div 2,0) \cdot 10^6$  и выше.

Уже из табл. III видно, что при более низких электронных температурах линии He II, O VI и другие, принадлежащие ионам со сравнительно низким потенциалом ионизации, могут достигать значительной интенсивности. Соответствующие температуры порядка  $10^5$  могут достигаться в области солнечной атмосферы, расположенной между верхней хромосферой и внутренней короной.

Из наблюдений, выполненных только в оптической области спектра, очень трудно, если не невозможно, найти физические характеристики этой очень интересной «переходной» области. Напротив, наблюдения в ультрафиолетовой части спектра могут дать (и, как мы увидим в следующем параграфе, дают) весьма важную информацию о «переходной» области.

Можно предполагать, что в «переходной» области  $N_e \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$ , высота слоя  $\sim 3 \cdot 10^9 \text{ см}$ ,  $T_e \sim 3 \cdot 10^5$ . По-видимому, эта область, так же как и верхняя хромосфера и корона, имеет весьма неоднородную, «кочковатую» структуру. Температура и плотность должны быть выше всего над факельными полями. «Мера эмиссий»  $\int N_e^2 dh \sim 10^{28} \text{ см}^{-5}$ ,

в то время как для короны  $\int N_e^2 dr \sim 5 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-5}$ . Разумеется, учет неоднородности распределения ионизованного газа по высоте может изменить эти оценки, но далеко не ясно, где «фактор неоднородности» больше — в короне или в «промежуточной» области.

Так как мера эмиссии «промежуточной» области значительно больше, чем у короны, а температуры могут там быть такие, что, например, O VI, N V будут наиболее часто встречающимися стадиями ионизации этих элементов, то ультрафиолетовые линии O VI, N V и т. д. могут быть очень интенсивны. Особенно интенсивной должна быть линия He II,  $\lambda = 304 \text{ Å}$  по причине весьма большой космической распространенности гелия.

Так как обсуждаемые линии являются разрешенными и исходный уровень является основным состоянием для соответствующего иона, оптическая толща в области линии должна быть значительной. Теория образования таких сильных линий в условиях «переходной» области только начинает разрабатываться.

Заметная оптическая толща должна быть и у разрешенных ультрафиолетовых корональных линий, что, очевидно, должно приводить

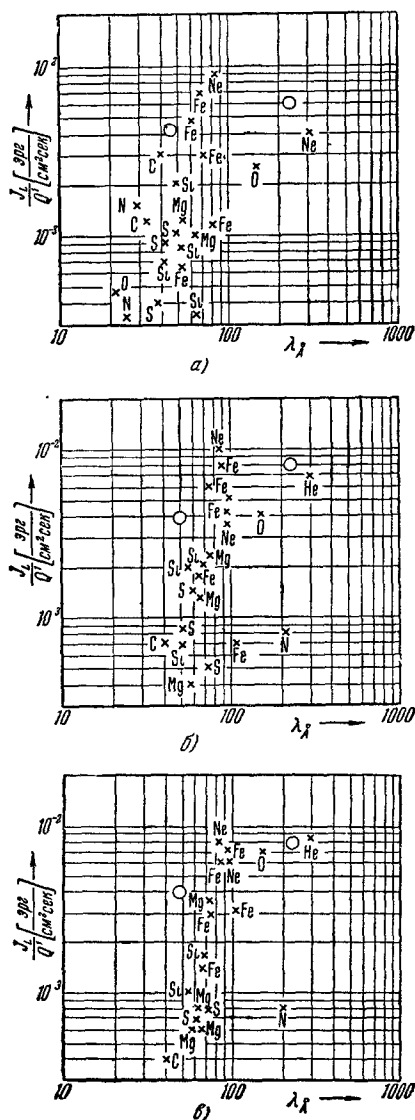


Рис. 3. Потoki излучения в отдельных линиях (Эльверт ?): а)  $6 \cdot 10^5$  °K; б)  $7 \cdot 10^5$  °K и в)  $10^6$  °K.

к изменению распределения яркости по диску, по сравнению с найденным выше. Этот вопрос обсуждался Эльвертом<sup>15</sup>, результаты вычислений которого мы сейчас изложим.

Коэффициент поглощения в области какой-нибудь спектральной линии равен

$$K_\nu = \frac{2\pi^{3/2}e^2}{mc} \frac{f}{\Delta\nu_D} e^{-(\Delta\nu/\Delta\nu_D)^2}. \quad (23)$$

Положим

$$v = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}, \quad r_0 = \frac{e^2}{mc^2}, \quad K_0 = 2\pi^{3/2} cr_0 \frac{1}{\Delta\nu_D}.$$

Тогда полная интенсивность линии после прохождения рассеивающего слоя будет равна

$$J = J_0 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \exp\{-v^2 - \tau_0 e^{-v^2}\} dv, \quad (24)$$

где  $\tau_0 = NK_0 f$  — оптическая толщина в центре линии ( $N$  — число рассеивающих атомов на луче зрения). Разлагая (24) в ряд, будем иметь

$$J = J_0 \left(1 - \frac{\tau_0}{1!\sqrt{2}} + \frac{\tau_0^2}{2!\sqrt{3}} + \dots\right). \quad (25)$$

В случае резонансных линий Mg X,  $K_0 \approx 10^{14}$  (если  $f=0,3$ , а температура, определяющая доплеровскую полуширину,  $T \sim 10^6$ ). Полагая отно-

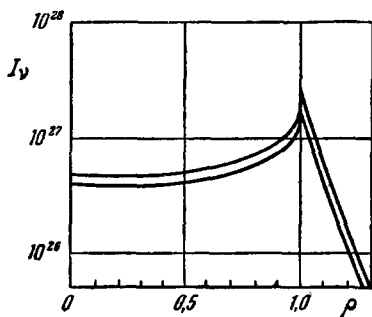


Рис. 4. Распределение яркости по диску Солнца для монохроматического ультрафиолетового излучения в случае  $\tau=0,5$  и  $1,0$ .

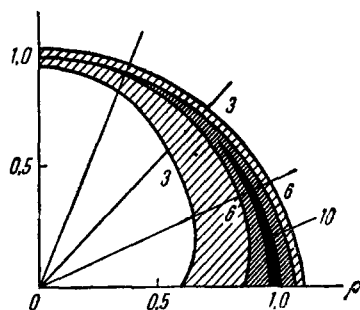


Рис. 5. Распределение яркости ультрафиолетового монохроматического излучения для минимальной короны ( $q=r/r_\odot$ ).

сительную распространенность магния  $3 \cdot 10^{-5}$ , найдем, что число ионов магния в радиальном столбе единичного сечения  $N \sim 3 \cdot 10^{18} \cdot 3 \cdot 10^{-5} \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Следовательно,  $\tau_0 \sim 1$ .

Этот расчет показывает, что корону нельзя считать прозрачной для разрешенных ультрафиолетовых и рентгеновских линий, которые в ней образуются. По оценкам Эльверта, оптическая толщина многих сильных корональных линий в мягкой рентгеновской области спектра  $\sim 0,3 - 1,0$ .

Учет влияния конечности оптической толщи на распределение яркости в корональной линии по диску сводится к вычислению интегралов типа

$$I^*(q) = I_0 \int N_e^2 J[\tau_0(N_e)] dx. \quad (26)$$

Интегрирование проводилось численным методом. Распределение яркости

монохроматического излучения короны по диску Солнца для  $\tau_0=0,5$  и  $\tau_0=1,0$  приведено на рис. 4. На рис. 5 приведено вычисленное Эльвертом распределение яркости для несферической, минимальной короны. По сравнению с распределением яркости для оптически тонкого слоя (см. рис. 2) кривые, полученные с учетом самопоглощения, отличаются некоторыми особенностями. Существенно, что в последнем случае уярчение к краю не так резко выражено.

До сих пор мы рассматривали корону как сферически симметричное образование. В действительности она имеет богатую структуру. Над активными областями корона особенно плотна, да и температура там выше. Учет структуры короны и наличия в ней крупномасштабных неоднородностей должен существенно изменить полученное выше теоретическое распределение яркости ультрафиолетового излучения по диску. Истинное распределение яркости должно быть весьма нерегулярным. Над активными областями следует ожидать наличие более или менее протяженных, очень ярких «пятен» ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской радиации. Дальше мы увидим, что наблюдения действительно выявили существование таких пятен.

Другим источником ультрафиолетового излучения за границей серии Лаймана должны быть верхняя хромосфера и переходная между верхней хромосферой и короной область солнечной атмосферы. Температура в этой области должна быть в несколько десятков тысяч градусов, а  $N_e \sim 10^{10}-$

$10^9 \text{ см}^{-3}$ . По причине большой плотности поток излучения верхней хромосферы и переходной области с  $\lambda < 1200 \text{ \AA}$  может быть на порядок больше, чем от короны. Однако из-за сравнительно небольшой  $T_e$  интенсивность должна быстро падать у  $700-800 \text{ \AA}$ . В 1949 г. мы грубо оценили величину этого потока при  $T=20\,000^\circ$ . Результаты вычислений (интенсивность как функция энергии фотонов  $h\nu$ ) приведены на рис. 6. На рис. 7 схематически представлено спектральное распределение суммарного коронального и фотосфер-



Рис. 6. Спектральное распределение ультрафиолетового рекомбинационного излучения хромосферы.

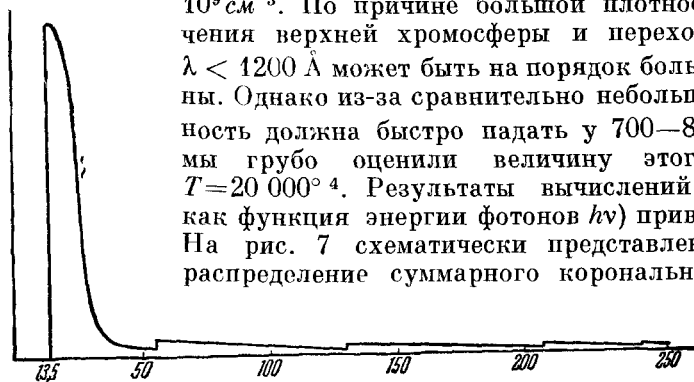


Рис. 7. Схема спектрального распределения «непрерывного» излучения хромосферы и короны.

ного излучения с непрерывным спектром  $h\nu > 13,5 \text{ эв}$ . Так же как и в случае жесткого коронального излучения, жесткое излучение верхней хромосферы и промежуточной области должно иметь «пятнистую» структуру, резко усиливая свою интенсивность над активными областями. В промежуточной между верхней хромосферой и короной области, хотя  $T$  и меньше, чем в короне,  $N_e$  намного выше. Поэтому определяющая интенсивность мера эмиссии  $\int N_e^2 dr$  будет там больше, чем в короне. Следовательно, можно ожидать, что интенсивность линий, принадлежащих «промежуточным» (т. е. более высоким, чем в хромосфере, и более низким, чем в короне)

стадиям ионизации распространенных элементов (например, O VI, N V и т. д.), будет велика<sup>17</sup>. В следующем параграфе из анализа наблюдаемого ультрафиолетового излучения Солнца будет обсуждаться предварительная модель промежуточной области.

Там будет показано, в какой степени наблюдения, которые удалось провести в последние годы, подтверждают развитые выше теоретические представления.

## § 2. ОБЗОР ОСНОВНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО И МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ СОЛНЦА С ПОМОЩЬЮ РАКЕТ И ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ

Как уже отмечалось в § 1, развитие ракетной техники во время второй мировой войны открыло возможность подъема приемников жесткой фотонной радиации на высоты, где поглощение атмосферы становится несущественным. В послевоенный период мы стали свидетелями весьма успешного и быстрого развития этой новой важнейшей области астрономии, получившей название «ракетная астрономия». В настоящее время ракетная астрономия, наряду с ракетной геофизикой, является наукой, хотя и связанной самым тесным образом с астрофизикой и соответственно геофизикой, но сильно отличающейся от них по методам исследований. Здесь мы не можем претендовать на исчерпывающее изложение основных результатов и, тем более, методов ракетной астрономии. Наша задача — показать, как согласуются результаты наблюдений с развитыми в предыдущем параграфе теоретическими представлениями.

Сначала очень кратко остановимся на истории этих исследований. Еще во время войны немецкие ученые Кипенхойер и Регенер планировали исследования ультрафиолетового излучения Солнца с помощью ракет<sup>18</sup>. К 1943 г. они изготовили специальный спектрограф с флуоритовой оптикой. Кроме того, велась разработка автоматического гидрирующего устройства для наводки на Солнце. Однако фашистский режим меньше всего помышлял о научных исследованиях, не имеющих непосредственного военного значения. Проект Кипенхойера — Регенера не был реализован.

После войны американцы в качестве военных трофеев захватили некоторое количество ракет типа V-2. Американские ученые из Морской исследовательской лаборатории использовали эти ракеты для изучения ультрафиолетовой радиации Солнца. С этой целью ими был изготовлен специальный спектрограф, при помощи которого 10 октября 1946 г. впервые с высоты 55 км был получен спектр Солнца до 2200 Å \*).

В последующие годы техника ракетной астрономии непрерывно совершенствовалась. Весьма важной была разработка надежного следящего устройства (по двум координатам), благодаря которому приемник радиации, несмотря на отсутствие стабилизации у ракеты, мог быть направлен с достаточной точностью на Солнце.

Исследования жесткого фотонного излучения Солнца шли по трем направлениям. Первое направление — это получение высококачественных целевых спектрограмм ультрафиолетового излучения Солнца. Особое внимание было направлено на изучение линии  $L_{\alpha}$ .

Второе направление характеризуется использованием различных чувствительных индикаторов жесткого фотонного излучения Солнца в комби-

\*) В Советском Союзе хороший спектр Солнца до 2470 Å был получен в 1958 г. А. В. Яковлевой и др.<sup>19</sup>.



нации с фильтрами разной спектральной ширины. Показания индикатора, установленного на борту ракеты, телеметрически передаются на Землю. Эти исследования были начаты в 1948 г. в Морской исследовательской лаборатории, когда в качестве индикатора использовался термолюминесцентный фосфор. Результатом этих работ было обнаружение в спектре Солнца эмиссионной линии  $L_{\alpha}$ . В дальнейшем стали применять гораздо более совершенные и чувствительные индикаторы — счетчики фотонов и ионизационные камеры, при разработке и усовершенствовании которых были достигнуты выдающиеся успехи.

Важным преимуществом индикаторов такого типа является возможность абсолютных измерений потоков жесткой радиации. Вследствие своей практической безынерционности такие индикаторы незаменимы при

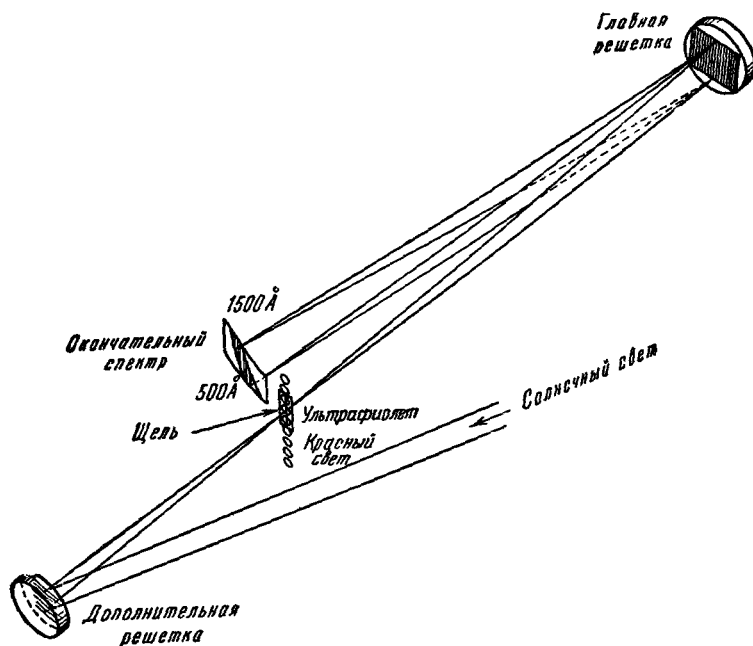


Рис. 8. Схема спектрографа.

исследовании быстропеременных потоков жесткого фотонного излучения, наблюдаемых во время вспышек. Они также чрезвычайно полезны при исследовании прозрачности земной атмосферы в различных спектральных участках, что позволяет экспериментально определить стратификацию различных атомов и молекул в ней.

Третье направление ракетных исследований — это получение изображений Солнца в различных участках ультрафиолетового и рентгеновского спектров Солнца. Хотя это направление начало развиваться совсем недавно, уже получены в высшей степени интересные результаты.

Перейдем теперь к описанию солнечного спектра в коротковолновой области. Результаты наблюдений были опубликованы в работах <sup>20-23</sup>, а также в обзоре <sup>24</sup>. Мы будем брать за основу последние самые лучшие наблюдения периода 1959—1960 гг. <sup>25</sup>.

Схема спектрографа, при помощи которого эти спектры были получены, приведена на рис. 8. Это обычная схема спектрографа с нормальным падением лучей, в которую введена дополнительная вогнутая дифракционная решетка. Так же как и главная решетка, она имеет

радиус кривизны 40 см и 600 штрихов на миллиметр. Решетки используются в первом порядке. Первая решетка разлагает изображение Солнца в «вертикальный» спектр вдоль щели. Вводимый ею астигматизм в точности компенсирует астигматизм второй (главной) решетки. Последняя решетка разлагает свет, падающий на щель, в горизонтальной плоскости. Ширина щели соответствовала 1 Å. При таком выборе ширины щели оказывается возможным регистрировать как отдельные спектральные линии, так и континуум.

На рис. 9 приведены полученные этим спектрографом спектры Солнца, начиная от  $\lambda$  2100 до 500 Å. Недоступный для наблюдений с поверхности Земли спектр Солнца в области 2900—2100 Å, полученный еще в 1946 г., мы не приводим, так как он вполне подобен обычному солнечному спектру и для нас особого интереса не представляет. Из спектрограмм прежде всего следует, что у  $\lambda$  2085 Å непрерывный спектр Солнца резко ослабевает до значения, соответствующего остаточным интенсивностям фраунгоферовых линий. Заметим, что в интервале 2900÷2100 Å непрерывный спектр Солнца соответствует  $T=4500$ . Начиная с  $\lambda$  2085 Å, фраунгоферовы линии видны плохо. Около 1550 Å характер непрерывного спектра качественно меняется: фраунгоферовы линии в нем исчезают полностью. Такой строго непрерывный спектр может быть прослежен до 1000 Å. Уже с 2000 Å в солнечном спектре появляются первые эмиссионные линии, налагающиеся на континуум. Начиная с 1500 Å, спектр Солнца в основном ярко-линейчатый, что согласуется с предсказанием теории (см. предыдущий параграф). Около 1648 Å хорошо видна линия He II, аналогичная  $H_{\alpha}$ . У 1216 Å видна яркая резонансная линия водорода  $L_{\alpha}$ . Всего на приведенных на рис. 9 спектрах можно отождествить 11 линий серии Лаймана. В области 1400—1000 Å, кроме  $L_{\alpha}$ , имеются яркие резонансные линии O I, C II, C III, Si IV, S III, O VI, N II. Однако их интенсивность, по крайней мере, на порядок меньше, чем  $L_{\alpha}$ . Попутно заметим, что поток излучения  $L_{\alpha}$ , согласно многочисленным наблюдениям с ионизационными камерами, около 6 эрг/см<sup>2</sup> сек. Поток от  $L_{\beta}$  в 60 раз меньше.

У 912 Å виден яркий лаймановский континуум, который может быть прослежен до 800 Å. Несомненно, он возникает в верхней хромосфере, в области флоккулов. Последнее следует из его неоднородной структуры в направлении, перпендикулярном к дисперсии. Если бы этот лаймановский континуум образовался в короне, его интенсивность не падала бы так быстро и он тянулся бы с почти постоянной яркостью через весь спектр (см. рис. 7). Теоретически это и следовало ожидать (см. предыдущий параграф, рис. 6).

Корональные водородный и гелиевый континуумы начинают обладать над хромосферным только у  $\lambda=700\div600$  Å (см. рис. 7), однако они слишком слабы, чтобы быть видимыми на обсуждаемых спектрограммах. Хотя точная фотометрия этих спектров пока отсутствует, из градиента яркости лаймановского континуума можно оценить, что «эквивалентная» электронная температура активных областей верхней хромосферы (на уровне излучения лаймановского континуума)  $\sim 10\,000\text{--}15\,000^{\circ}$ .

За  $\lambda < 800$  Å спектр слабеет; в нем много рассеянного света, возможно, чувствительность эмульсии падает. Здесь видны следующие эмиссионные линии: бленда O II—O III, O IV, O V, N IV, а также подробно описанные в § 1 резонансные корональные линии Ne VIII и Mg X. Линия Na IX от-



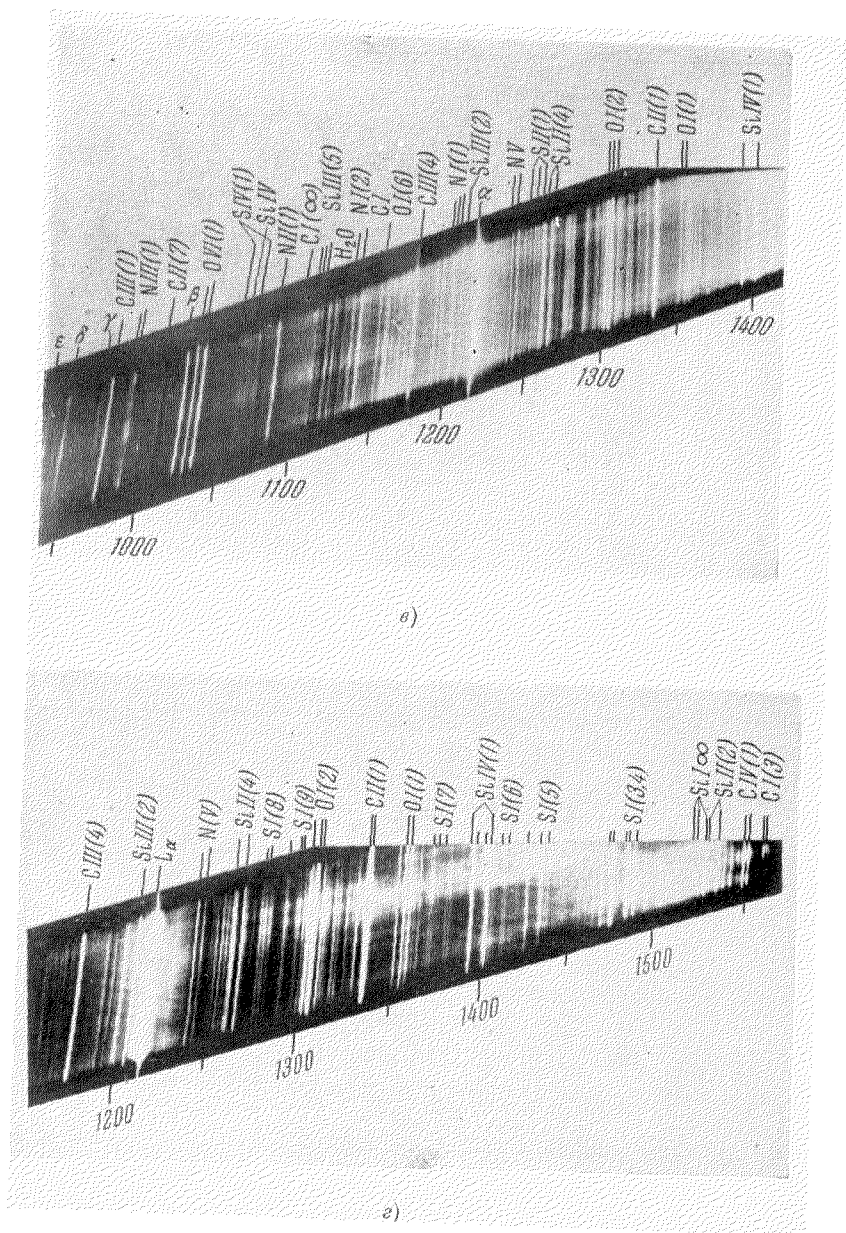


Рис. 9а,б. Спектр Солнца в области  $2100 > \lambda > 500$  19 апреля 1960 г.

сутствует, что объясняется относительно малым обилием натрия. На краю спектрограммы видна резонансная линия нейтрального гелия  $\lambda 584,3$ .

На самом конце приведенного на рис. 9 спектра удалось отождествить две слабые корональные линии Si XII  $\lambda 499,7 \div 521,2 \text{ \AA}$ . На приведенной репродукции они незаметны. Всего в области солнечного спектра  $1500—500 \text{ \AA}$  зарегистрировано около 200 эмиссионных линий. Так как фотометрия этих спектров пока отсутствует, трудно говорить об относительной интенсивности спектральных линий, особенно в наиболее интересующей нас области спектра за границей серии Лаймана.

Обращает на себя внимание большое количество линий, принадлежащих «промежуточным» стадиям ионизации обильных в космосе легких элементов. Мы имеем в виду яркие линии C IV, N V, O V, O VI и т. д. Несомненно, они образуются в «переходном» слое между хромосферой и короной.

Из полученных спектрограмм можно получить некоторое представление и о характере распределения интенсивности в линиях по диску Солнца. Оказывается, что различные линии в этом отношении ведут себя различно. На рис. 10 приведена сильно увеличенная область спектра около  $L_\beta$ . Рядом находится резонансная линия O VI. Отчетливо видно, что последняя линия имеет уярчение к краю, в то время как  $L_\beta$  этого эффекта не обнаруживает. Линия O VI излучается в области солнечной атмосферы, промежуточной между хромосферой и короной. Поэтому ее уярчение к краю вполне объясняется развитой в предыдущем параграфе теорией.

На диске как линия  $L_\beta$ , так и линия O VI показывают уярчения в двух местах. Это объясняется тем, что щель спектрографа пересекала две активные области. Этот эффект особенно хорошо заметен на лаймановском континууме.

На рис. 11 приведена увеличенная часть солнечного спектра около  $\lambda 1240$ . Видно, что около яркой линии N V  $\lambda 1242$  имеется слабая линия, выходящая за край Солнца, по крайней мере, на  $3'$ . Это — новая корональная линия, пока еще не отождествленная.

В 1958—1959 гг. Ренсе и Виолетт при помощи дифракционного спектрографа косого падения получили спектры Солнца в области длин волн от  $L_\alpha$  до  $80 \text{ \AA}$ <sup>26</sup>. Они обнаружили на своих спектрограммах около 100 эмиссионных линий. Кроме линий  $L_\alpha$ , наиболее яркие линии He II 303,78 и

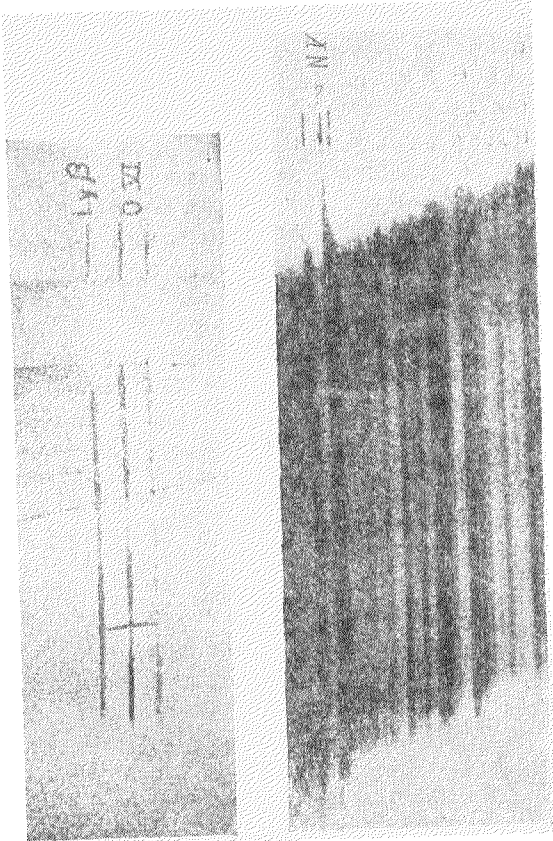


Рис. 10. Сильно увеличенная часть солнечного спектра около  $L_\beta$ .

Рис. 11. Сильно увеличенная часть солнечного спектра около  $\lambda 1240$ .

He I 584,3. Линия He II значительно интенсивнее линии He I. Большинство остальных линий принадлежит к промежуточным стадиям ионизации наиболее распространенных легких элементов. Согласно <sup>26</sup>, линия  $\lambda$  303,78 особенно интенсивна. После редукции на поглощение в земной атмосфере ее интенсивность, согласно <sup>26</sup>, оказывается даже больше, чем  $L_{\alpha}$ . Нам, однако, представляется, что процедура редукции не корректна и результат Ренсе и Виолетта весьма сомнителен. Согласно предварительным оценкам, сделанным в работе <sup>26</sup>, суммарная интенсивность линий в области  $\lambda < 912 \text{ \AA}$ , принадлежащих главным образом хромосфере и промежуточной области, примерно такая же, как и  $L_{\alpha}$ . Этот результат также требует подтверждения. Согласие спектрограммы Ренсе и Виолетта со спектрограммой Парселла — Тауси в перекрывающихся областях спектра очень плохое. Большое количество рассеянного света, неизбежное в спектрографе с косым падением, делает результаты Ренсе и Виолетта ненадежными.

В 1960 г. Хинтеррегер, используя монохроматоры с фотоэлектрической регистрацией, получил ряд записей спектра Солнца в области 1300—60  $\text{\AA}$  с разрешением в несколько ангстрем <sup>27</sup>. Наиболее заметные детали в полученном им спектре суть: линии He I  $\lambda$  584,3, He II  $\lambda$  303,78, He II  $\lambda$  256,32, водородный континуум у 912  $\text{\AA}$  и континуум ионизованного гелия у 228  $\text{\AA}$ . Абсолютные измерения потоков таким методом вполне надежны. Они осуществлялись путем привязки потока излучения в узком спектральном интервале к потоку излучения в линии  $L_{\alpha}$ . Последний измерялся одновременно с помощью ионной камеры.

На рис. 12 приведена запись спектра Солнца в области  $1300 > \lambda > 250 \text{ \AA}$ . Наблюдения велись на высоте 235 км 23 августа 1960 г. На этом же рисунке нанесены кривые, соответствующие значениям потоков в  $10^{10}$ ,  $10^9$  и  $10^8$  фотонов/см<sup>2</sup>сек· $\Delta\lambda$ , где  $\Delta\lambda$  — спектральное разрешение  $\sim 3-5 \text{ \AA}$ . Некоторые яркие линии регистрируются во втором и третьем порядках. Для большинства эмиссий поглощение вышележащими слоями атмосферы уже несущественно. В остальных случаях можно было произвести необходимую редукцию интенсивности для учета атмосферного поглощения.

Потоки излучения от наиболее ярких эмиссий Солнца в этой спектральной области, согласно Хинтеррегеру, суть  $F_{L_{\alpha}} = 3,3 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$  (что почти вдвое меньше, чем из наблюдения Фридмана; возможно, это связано с уменьшением солнечной активности в период наблюдений Хинтеррегера),  $F_{L_{\beta}} = 0,03 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ , лаймановский континуум в области  $(912 \div 900) - 0,07 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ , а в области  $(900 \div 840) - 0,11 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ . Поток от корональных линий Ne VIII (770—780) равен  $0,015 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ , а от линии Mg X 610 —  $0,05 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$  (другая линия Mg X блендируется с линией N V). Любопытно, что поток от линий MgX более чем в 3 раза превосходит поток от линий Ne VIII. Это легко понять, так как потенциал ионизации Mg X близок к потенциалу ионизации Fe XIV, ответственного за излучение самой яркой корональной линии в оптическом диапазоне длин волн. Поток излучения от континуума He II в области  $166 < \lambda < 228 - 0,1 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ . Поток излучения от резонансной линии He II  $\lambda$  304 равен  $0,25 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ , а от линии He I  $\lambda$  584 —  $0,10 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ . Из линий «промежуточной» области выделяется своей интенсивностью  $\lambda$  976, принадлежащая C III; поток от нее достигает  $0,08 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ . Линия  $\lambda$  335 (N IV) дает поток  $0,047 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ . Полный поток излучения от Солнца в спектральной области  $912 > \lambda > 500 \text{ \AA}$  равен, согласно наблюдениям Хинтеррегера,  $0,53 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ , а в области  $500 > \lambda > 260 \text{ \AA} - 0,54 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ . Наконец, для спектральной области  $260 < \lambda < 44 \text{ \AA}$  Хинтеррегер на основании других наблюдений дает значение потока  $\sim 1,2 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ .

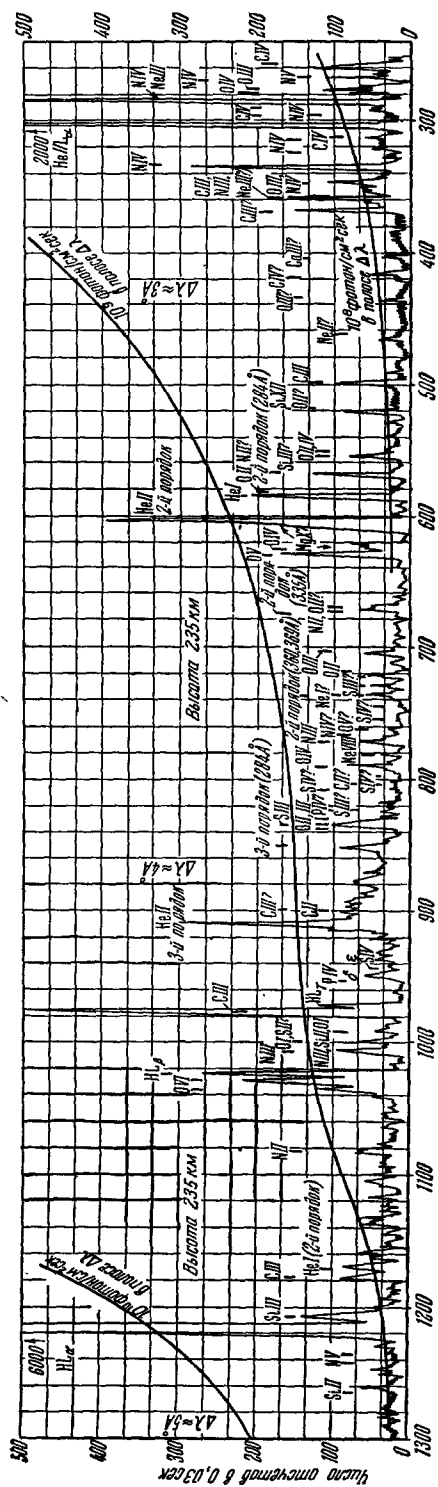


Рис. 12. Запись спектра Солнца в области  $1300\text{\AA} > \lambda > 250\text{\AA}$  (Хинтеррегер 27).

Работа Хинтеррегера является крупным достижением ракетной астрономии. Она имеет большое значение для физики Солнца и проблемы образования ионосферных слоев.

Резюмируя все имеющиеся в настоящее время (1961 г.) наблюдательные данные, следует сказать, что основной вклад в излучение ультрафиолетовой части спектра Солнца в области  $912 < \lambda < 100 \text{ \AA}$  дают верхняя хромосфера и переходная между короной и хромосферой область солнечной атмосферы. К сожалению, физические условия в этой интересной области пока мало известны. По-видимому, основным методом исследований этой, пока еще во многих отношениях загадочной, области является анализ ультрафиолетового спектра Солнца, а также данных радиоастрономии.

В недавно опубликованной работе Г. С. Иванова-Холодного и Г. М. Никольского содержится первая попытка интерпретации наблюдений ультрафиолетового спектра Солнца<sup>28</sup>. Так как наиболее интенсивные линии этого спектра, как уже подчеркивалось выше, принадлежат к промежуточной области, первоочередной задачей является распространение существующей теории ионизации короны на область более низких температур. Соответствующие вычисления, выполненные в работе<sup>28</sup>, показывают, например, что максимальная интенсивность линии C VI достигается при  $T = 8,7 \cdot 10^4$ , а O VI — при  $T = 2,5 \cdot 10^5$ .

Между верхней хромосферой и внутренней короной должен быть значительный температурный градиент. На протяжении нескольких десятков тысяч километров кинетическая температура меняется от  $\sim 10^4$  до  $10^6$ . Поэтому в переходной области всегда найдется такой слой, где температура будет соответствовать максимальной интенсивности линий какого-нибудь иона. Расчеты, выполненные в работе<sup>28</sup>, показывают, что «ширина» слоя, где светятся линии какого-либо иона, определяется выражением

$$T_2 - T_1 = \frac{T_0}{2}, \quad (27)$$

где  $T_2$  и  $T_1$  — температура верхней и нижней границ области свечения,  $T_0$  — «максимально благоприятная» температура, соответствующая середине слоя.

Интенсивность какой-либо линии в переходной области связывается с характеристиками среды выражением

$$\int_{h(T_1)}^{h(T_2)} N_e^2 T^{-3/2} dh = \bar{N}_e^2 T_0^{-3/2} [h_2 - h_1] \equiv \Delta\varphi(T_0) = \frac{2,3 \cdot 10^{12} \cdot I}{K \left[ \frac{n_i}{\sum n_i} W^1 \right]}, \quad (28)$$

где  $I$  — интенсивность линии;  $\frac{n_i}{\sum n_i}$  — отношение концентрации ионов данной стадии ионизации ко всем ионам соответствующего элемента;  $W^1$  — вероятность возбуждения электронным ударом;  $K$  — относительная распространенность рассматриваемого элемента. При вычислении  $W^1$  используется борновское приближение.

Величина  $\Delta\varphi(T_0)$  является обобщением важного понятия «меры эмиссий»  $ME = \int N_e^2 dh$ , определяющей интенсивность линий в спектрах газовых туманностей.

В качестве основного наблюдательного материала в работе<sup>28</sup> используются результаты Ренсе и Виолетта<sup>28</sup>, причем приведенные в работе<sup>28</sup> интенсивности подвергаются значительной, довольно произвольной редукции. Это, конечно, является слабым местом этой методически весьма интересной работы. Из полученных таким образом интенсивностей при помощи формулы (28) строится кривая, приведенная на рис. 13. Хотя, как



указывалось выше, выполненные в работе <sup>26</sup> оценки абсолютных интенсивностей являются спорными, само наличие зависимости является, по-видимому, реальным. Это дает основание считать, что основы теории промежуточной области, развитой в работе <sup>28</sup>, являются правильными. Из анализа наблюдений ультрафиолетового излучения Солнца, а также радиоастрономических данных в работе <sup>28</sup> была построена модель переходной области. На рис. 14, а приведена зависимость  $T_e(h)$  по разным моделям. Сплошные кривые соответствуют выведенным в работе <sup>28</sup> моделям для активной и спокойной областей Солнца. На рис. 14, б приведены зависимости  $N_e(h)$  для активной и спокойной областей. Необходимо в будущем аналогичные вычисления провести на основе более надежных определений интенсивностей линий и улучшенных эффективных сечений. Корональное излучение в ультрафиолетовой области спектра Солнца играет сравнительно небольшую роль по отношению к излучению промежуточной области монохроматическое излучение короны, по-видимому, слабее, чем ее «водородный» и «гелиевый» континуумы. До сих пор этот континуум на спектрограммах не получен, по-види-

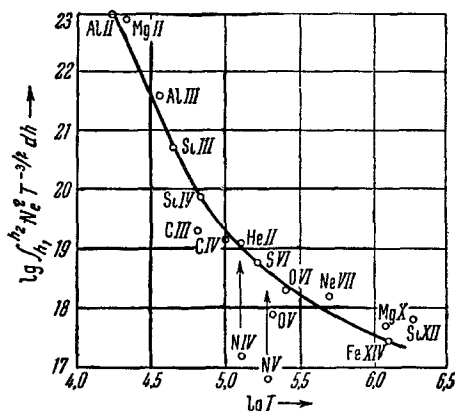
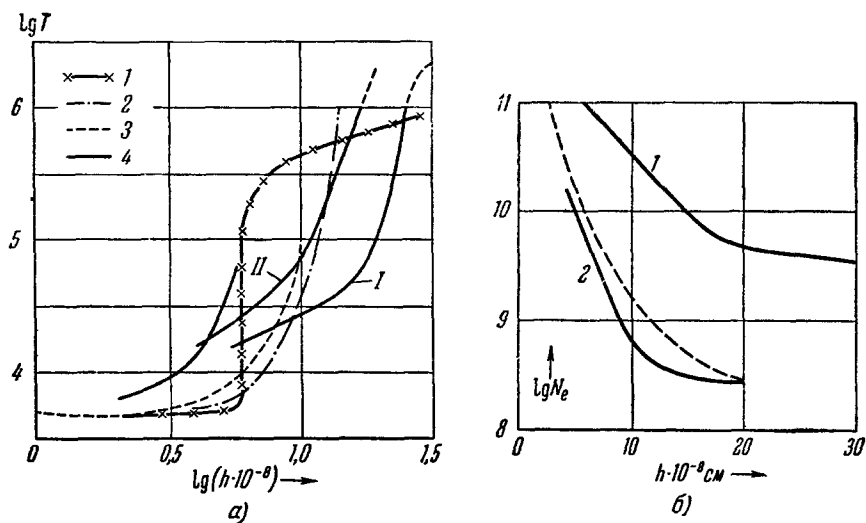


Рис. 13.

Рис. 14. а) Зависимость  $T_e(h)$  по разным моделям; б) зависимость  $N_e(h)$  для активной и спокойной области <sup>28</sup>.

мому, из-за наличия рассеянного света в спектрографах. Получение этого континуума — важная задача ракетной астрономии.

Большое значение для физики Солнца имеют исследования профиля эмиссионной линии  $L_\alpha$  в спектре Солнца с помощью спектрографа высокой разрешающей способности. Схема спектрографа приведена на рис. 15. Использовался 13-й порядок дифракционного спектра. Инструментальный профиль был равен  $0,03 \text{ \AA}$  <sup>29</sup>. На рис. 16 приведены фотографии спектраль-

ной линии  $L_\alpha$ . На рис. 17, а — профили этой линии, соответствующие центру и краю солнечного диска. Для сравнения приведены профили известной линии  $K$ , принадлежащей  $\text{Ca II}$ , и резонансной ультрафиолетовой линии  $\text{Mg II } \lambda 2795,52$ . От двух последних линий профиль  $L_\alpha$  отличается главным образом присутствием узкой линии поглощения в центре

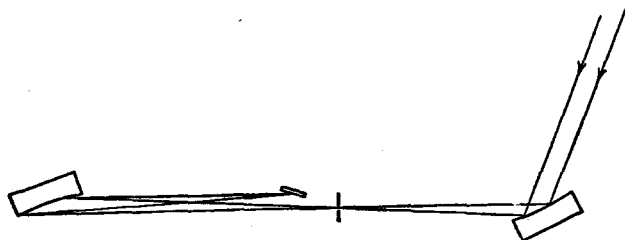


Рис. 15. Схема спектрографа для измерения профиля солнечной  $L_\alpha$ .

линии (на фотографии, приведенной на рис. 16, она видна как узкая темная полоса). Поглощение в центре линии обусловлено наличием в верхних слоях земной атмосферы атомарного водорода. Эта разреженная водородная оболочка, окутывающая нашу планету (так называемая «геокоорона»), представляет выдающийся геофизический интерес и является сейчас

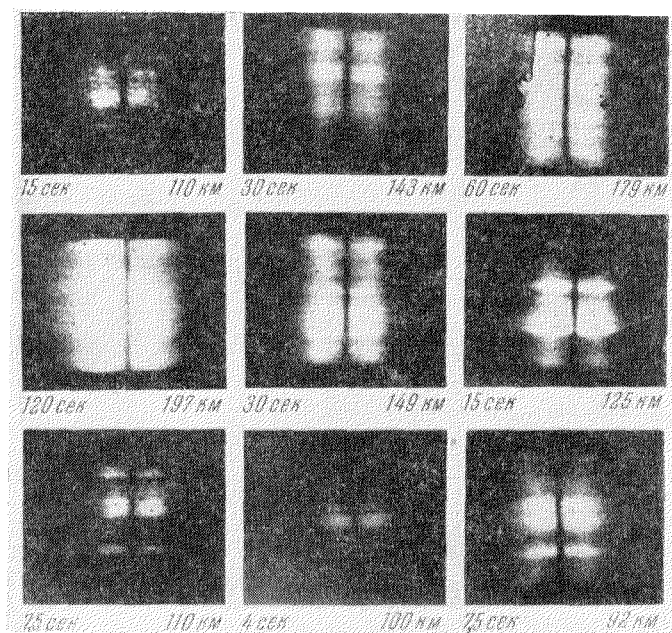


Рис. 16. Фотографии  $L_\alpha$  в спектре Солнца.

предметом интенсивных исследований. Из профиля  $L_\alpha$  следует, что количество атомов нейтрального водорода в столбе единичного сечения, проходящем через геокорону, около  $(3 \div 5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , а кинетическая температура их лежит в пределах  $800\text{--}2000^\circ$ . Атомы водорода, находящиеся в геокороне, интенсивно рассеивают кванты  $L_\alpha$ . Это явление наблюдается при ночных полетах ракет на больших высотах <sup>30, 31</sup>.

Из рис. 17, а можно заметить значительное подобие профилей  $L_\alpha$  и резонансных линий Mg II и Ca II (если, конечно, отвлечься от того обстоятельства, что эмиссия Ca II наблюдается в центре мощной линии поглощения). Во всех случаях в области ядра линии наблюдается пологий

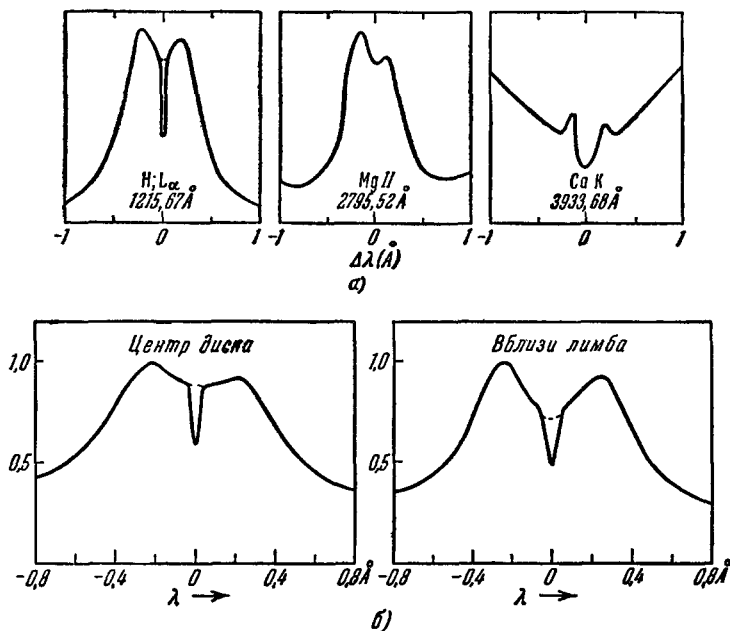


Рис. 17. а) Профили  $L_\alpha$  для центра и края солнечного диска; б) профили  $L_\alpha$ , K Ca II и Mg II линий в спектре Солнца.

минимум интенсивности. Расстояние между максимумами профиля около  $0,4\text{\AA}$  при полной ширине линии  $\sim 2\text{\AA}$ . Более «коротковолновый» максимум для всех трех линий интенсивнее. Имеются определенные указания, что вид профиля  $L_\alpha$  в активных и спокойных областях Солнца несколько различен (рис. 18). В спокойных областях пологий минимум в ядре линии шире и глубже. Как известно, аналогичное явление наблюдается также для профилей линий Ca II. Точно так же характерные различия между профилями  $L_\alpha$  в центре и на краю солнечного диска (см. рис. 17, б) подобны тем, что уже давно наблюдаются у линии Ca II.

Применение современной теории образования хромосферных линий, развитой Томасом и Джеффрисом<sup>32</sup>, позволяет сделать вывод, что электронная температура в области, где образуется ядро линии  $L_\alpha$ , находится в пределах от 55 000 до 90 000 для спокойных областей и от 70 000 до 115 000 для активных областей над флоккулами. Зная полный поток от всей линии ( $\sim 6\text{ эрг/см}^2\text{сек}$  согласно наблюдениям с ионными камерами), можно на основании теории Томаса — Джеффриса оценить электронную концентрацию на уровне, где формируется ядро  $L_\alpha$ . Эта

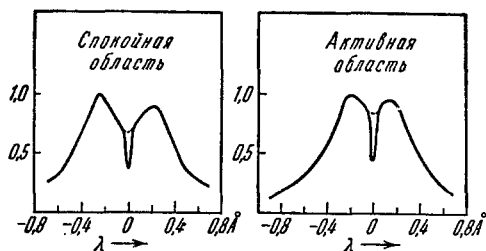


Рис. 18. Профиль  $L_\alpha$  для активной и спокойной областей Солнца.

концентрация оказывается в пределах от  $2 \cdot 10^9$  (спокойные области) до  $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  (активные области).

Таким образом, можно сделать вывод, что ядро  $L_\alpha$  формируется в переходной между короной и хромосферой области солнечной атмосферы. Поэтому детальное изучение профиля  $L_\alpha$  с очень высокой дисперсией является, в частности, ценным методом исследования переходной области.

Можно полагать, что в перспективе ближайших нескольких лет удастся получить профиль линии  $\text{He}^+ \lambda 304 \text{ \AA}$ . Это было бы весьма полезно для изучения природы промежуточной области. Кроме того, наличие (или отсутствие) узкой линии поглощения в центре этого профиля дало бы ценную информацию о наличии в межпланетном пространстве газа. Разумеется, в геокороне нельзя ожидать наличие ионизованного гелия.

Сама корона, вообще говоря, также должна излучать линию  $L_\alpha$ . Однако наблюдать эту слабую эмиссию в высшей степени трудно из-за наличия сравнительно очень мощной линии  $L_\alpha$ , образующейся в более низких слоях атмосферы Солнца. Не исключено, однако, что отдельные сравнительно холодные области короны (например, такие, где происходит процесс конденсации корональной материи в протуберанцы) могут быть довольно мощными источниками излучения  $L_\alpha$ . Такой эффект в будущем (по-видимому, недалеко) можно будет исследовать методом высококачественных прямых фотографий Солнца в линии  $L_\alpha$  (см. ниже).

Важным направлением исследований в ракетной астрономии было эффективное применение счетчиков фотонов и ионизационных камер в сочетании с фильтрами. Таким методом, например, исследовались возможные вариации потока солнечного излучения в линии  $L_\alpha$ , особенно во время вспышек на Солнце. Результат оказался довольно неожиданным: поток излучения в этой линии отличается удивительным постоянством и во время солнечных вспышек не усиливается<sup>33</sup>.

Наиболее интересные и важные результаты подобных исследований касаются мягкого рентгеновского излучения Солнца<sup>33-35</sup>. К настоящему времени имеется большое количество данных, охватывающих полный цикл солнечной активности (1948—1960 гг.). Исследования велись с применением фильтров, включающих главным образом следующие спектральные участки:  $2-8 \text{ \AA}$ ,  $8-18 \text{ \AA}$  и  $44-60 \text{ \AA}$ . Было установлено, что в эпохи солнечного минимума рентгеновский спектр Солнца измеримой интенсивности простирается только до  $10-20 \text{ \AA}$ . Однако в эпоху максимума солнечной активности его можно мерить вплоть до  $5-6 \text{ \AA}$ . Все сказанное выше относится к «невозмущенному» Солнцу. Интегральный поток солнечного рентгеновского излучения изменяется от максимума к минимуму приблизительно в 7 раз.

Согласно наиболее надежным данным, полученным летом 1959 г. с помощью ионных камер и счетчиков Гейгера в комбинации с соответствующими фильтрами, средний (по четырем запускам ракет) поток мягкого рентгеновского излучения в спектральной полосе  $44-60 \text{ \AA}$  равен  $0,14 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ . Эти наблюдения относятся к максимуму солнечной активности.

Рентгеновское излучение спокойного Солнца частично может быть объяснено тепловым излучением короны, обусловленным свободно-свободными и свободно-связанными переходами у водорода и ионизованного гелия. Теория этого явления была развита в § 1. Другой составляющей этого излучения могут быть различные эмиссионные линии корональных ионов. Тот факт, что в период максимума солнечной активности рентгеновский спектр спокойного Солнца простирается заметно дальше в коротковолновую область, можно объяснить тем, что средняя температура короны

в эпоху максимума несколько выше, чем в эпоху минимума. Это повлечет за собой изменение состояния ионизации короны и, как следствие, вариации ее жесткого монохроматического излучения. Согласно радиоастрономическим наблюдениям на волне 10,7 см, эффективная температура Солнца в максимуме  $\sim 73\,000$ , а в минимуме  $\sim 37\,000$ <sup>36</sup>. Отсюда по формуле (14) значения потоков «непрерывного» излучения короны с  $\lambda < 60$  Å при  $T = 1,5 \cdot 10^6$  будут 0,023 и 0,012 эрг/см соответственно. Наблюдения для максимума дают в 6 раз большее значение потока. Следовательно, можно сделать вывод, что основная часть рентгеновского излучения Солнца сосредоточена в отдельных линиях.

Значительное увеличение полного потока рентгеновского излучения спокойного Солнца в эпоху максимума по сравнению с минимумом объясняется как увеличением плотности короны, так и увеличением ее средней кинетической температуры. Тепловое рентгеновское излучение короны с непрерывным спектром в заданном спектральном интервале при постоянной температуре должно быть пропорционально потоку теплового радиоизлучения Солнца на дециметровом диапазоне. Но вариации последнего от максимума к минимуму не превышают 2—2,5<sup>36</sup>. Если измеренные вариации рентгеновского излучения Солнца действительно так велики, то они могут объясняться опять-таки изменением температуры короны в сочетании с изменением средней плотности от максимума к минимуму. Этот важный вопрос требует дополнительных исследований.

Большое значение имеет проблема изучения распределения интенсивности рентгеновского излучения короны по диску Солнца. Из теории, развитой в предыдущем параграфе, следуют три основных вывода: а) распределение интенсивности по диску должно быть весьма неоднородным. Там, где корона сравнительно горячая и плотная, т. е. в активных областях, расположенных над хромосферными флоккулами, интенсивность рентгеновского излучения должна быть во много раз больше, чем в спокойных областях; б) некоторая часть рентгеновского излучения (10—20%, см. рис. 2) должна приходить от областей короны, расположенных за пределами видимого диска Солнца; в) должно наблюдаться уярчение к краю (см. рис. 2).

Интересно отметить, что совершенно таким же образом должны быть распределены на Солнце источники дециметрового радиоизлучения, ибо интенсивности как дециметрового, так и мягкого рентгеновского излучений должны быть пропорциональны мере эмиссий.

В какой степени наблюдения подтверждают эти выводы теории?

Проблема получения распределения интенсивности рентгеновского излучения по диску Солнца имеет много общего с аналогичной проблемой в радиоастрономии на дециметровом диапазоне. В радиоастрономии эта проблема решалась либо путем изучения изменения потока излучения во время затмения Солнца, либо путем получения «изображения» Солнца в соответствующем диапазоне с помощью больших радиотелескопов с высокой разрешающей способностью. Аналогичным образом эта проблема решалась в ракетной астрономии.

Во время затмения Солнца 12 октября 1958 г. в южной части Тихого океана с палубы корабля был осуществлен запуск пяти небольших ракет (рис. 19). На борту этих ракет были установлены детекторы рентгеновского излучения в интервале длин 8—18 Å и 44—60 Å. Измеренное значение потока передавалось по телеметрии. Моменты пусков ракет были рассчитаны таким образом, чтобы, учитывая относительную кратковременность полета ракеты, получить информацию при различных фазах затмения, включая полную. Высота подъема ракет достигала 250 км.

Оказалось, что во время полной фазы затмения поток рентгеновского излучения не падает до нуля (как это было бы, если бы источники этого излучения были локализованы на поверхности Солнца или в хромосфере), а опускается до некоторого определенного уровня, составляющего 10—13% от внезатменного. Одновременные наблюдения показали, что во время полной фазы поток  $L_\alpha$ -излучения упал в 2000 раз<sup>37</sup>.

«Кривая затмения» для потока рентгеновского излучения хорошо коррелировалась с покрытием Луной активных областей на Солнце. В частности, когда был покрыт Луной восточный край солнечного диска,

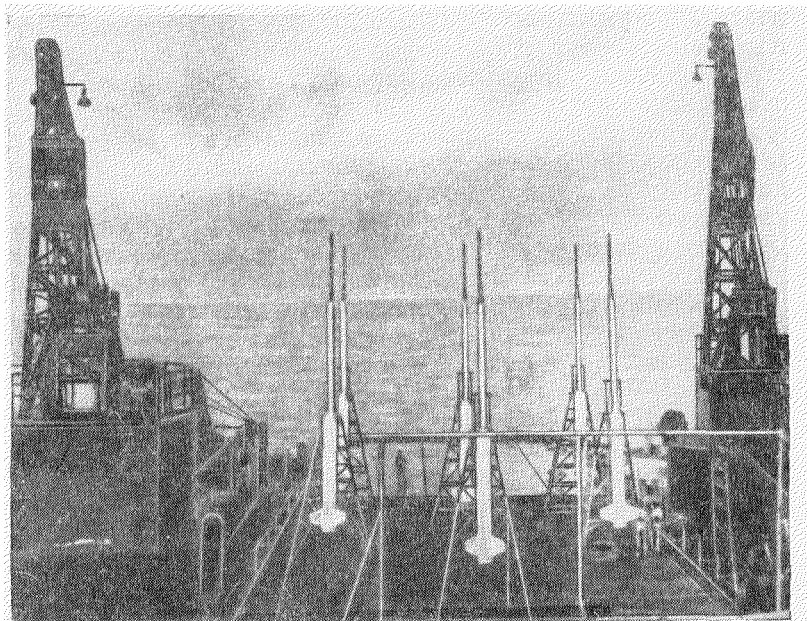


Рис. 19. Американские ракеты, установленные на палубе корабля, с помощью которых исследовалось поведение рентгеновского излучения Солнца во время затмения.

величина потока рентгеновского излучения упала очень сильно. Как раз на этом краю солнечного диска в то время было мощное факельное поле.

Эти наблюдения полностью подтвердили два основных вывода теории (корональное происхождение рентгеновского излучения Солнца и значительные неоднородности в распределении яркости). Третий вывод (уярчение к краю) был подтвержден во время другого наблюдения принципиальной важности, к описанию которого мы сейчас переходим.

19 апреля 1960 г. впервые была получена фотография Солнца в рентгеновских лучах (спектральная область 60—20 Å)<sup>37, 38</sup>. Хотя, конечно, качество этой фотографии не идет в сравнение с качеством «обычных» фотографий, ее разрешающая способность достаточна, чтобы выявить наиболее характерные детали в распределении интенсивности рентгеновского излучения по диску Солнца. Эта фотография была получена с помощью камеры-обскуры с высоты 195 км. Диаметр отверстия камеры 0,013 см, длина ее — 16 см. Отверстие камеры-обскуры было закрыто особой пленкой, поглощающей видимые и ультрафиолетовые лучи Солнца. Ось камеры при помощи автоматического гидрирующего устройства была направлена на центр солнечного диска с точностью 1'. Однако вследствие прецессии

в движении ракеты камера вращалась вокруг этой оси. По причине такого вращения на изображении Солнца каждая «точечная» деталь размазывалась в дугу  $\sim 170^\circ$ , радиус кривизны которой был пропорционален

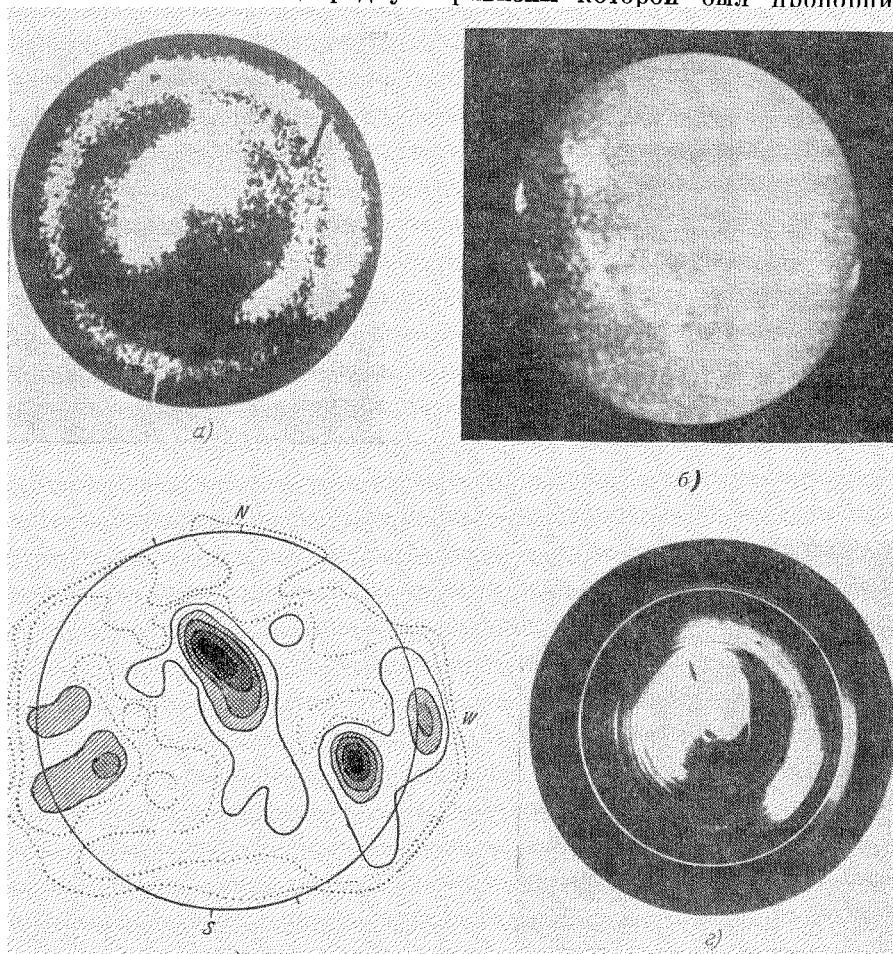


Рис. 20. Фотография Солнца в рентгеновских лучах (а), в линии  $K\text{ Ca II}$  (б), радиоизображение Солнца на волне 10 см (в) и фотография вращающегося радиоизображения Солнца (г).

расстоянию изображаемой детали от центра солнечного диска. Экспозиция была порядка нескольких минут.

Полученная таким образом фотография Солнца в мягких рентгеновских лучах приведена на рис. 20, а. Для сравнения на рис. 20, б приведена также спектрогелиограмма Солнца в лучах  $K\text{ Ca II}$  для того же дня. Сравнение двух этих фотографий с очевидностью показывает, что области повышенной яркости рентгеновского излучения на диске Солнца совпадают с флоккулярными полями. Яркость этих пятен в рентгеновских лучах примерно на порядок превосходит яркость «невозмущенного» фона. Если же учесть эффект вращения камеры-обскуры вокруг своей оси, то контраст яркостей будет  $\sim 70$ ! На рис. 20, в приведено радиоизображение Солнца на волне 10 см, полученное для того же дня, что и рентгеновское изображение.

Интересно отметить, что контраст яркостей отдельных деталей на волне 10 см не превышает 10—20<sup>37</sup>. Это опять-таки говорит о влиянии на рентгеновское излучение повышенной электронной температуры в активных областях короны, расположенных над факельными полями (см. выше). Дециметровое излучение Солнца, с другой стороны, зависит в основном только от распределения плотности плазмы короны. Как нам представляется, это является еще одним доказательством того, что рентгеновское излучение короны обусловлено отдельными спектральными линиями<sup>\*)</sup>.

На рис. 20, г приведена фотография вращающегося с подходящей угловой скоростью радиоизображения Солнца, из которой следует подобие радио- и рентгеновского изображений.

Хотя эффект «размазывания» изображения, обусловленный вращением камеры, очень существен, особенно вблизи края изображения Солнца,

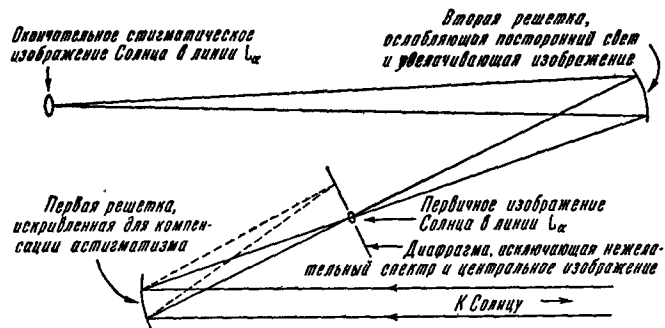


Рис. 21. Схема двойного монохроматора для получения изображения Солнца в  $L_{\alpha}$ .

на некоторой малой части лимба можно заметить явно выраженное уярчение, предсказанное теорией (см. § 1). Контраст яркостей лимба и центра получается  $\sim 2$ . Это также хорошо согласуется с представлением, что основная часть рентгеновского излучения сосредоточена в отдельных линиях, причем оптическая толща в них  $\sim 1$  (см. § 1). Нужно, однако, учесть низкую разрешающую способность камеры (практически  $\sim 3'$ ). Поэтому более детальное сравнение наблюдаемого уярчения к краю с теоретическим проводить пока преждевременно.

Уменьшение времени экспозиции существенно улучшит качество изображения Солнца в рентгеновских лучах. Имеются все основания полагать, что это произойдет в ближайшем будущем.

Кроме фотографии Солнца в рентгеновских лучах, к настоящему времени получено несколько довольно хороших фотографий в лучах линии  $L_{\alpha}$ . Такие фотографии были получены Парселлом и Тауси с помощью двойного монохроматора<sup>39</sup> (схема его приведена на рис. 21). Обе вогнутые дифракционные решетки (600 штрихов на миллиметр, радиус кривизны 40 см) работают в первом порядке. Первая решетка строит изображение Солнца в лучах  $L_{\alpha}$ , которое выделяется диафрагмой. Вторая решетка строит уже «рабочее» стигматическое изображение Солнца с удвоенной дисперсией. Это дает большую четкость фотографии, т. е. уменьшает мешающий фон других линий, близких к  $L_{\alpha}$ . Основным преимуществом описанной системы является исключение астигматизма, который в других аналогичных системах приводил к сильным искажениям изображения.

\*) В работе<sup>28</sup> было теоретически предсказано, что контраст яркостей «пятен» и невозмущенных областей на Солнце в мягкой рентгеновской области должен быть  $\sim 100$ , причем излучение должно быть линейчатым.



Так как яркость Солнца в  $L_\alpha$  довольно велика, применяемые экспозиции были очень коротки,  $\sim 0,02$  секунды, что существенно облегчило проблему гидрирования. В частности, вращение изображения вокруг оси оптической системы, столь сильно искажившее рентгеновскую фотографию Солнца, здесь оказывается совершенно несущественным.

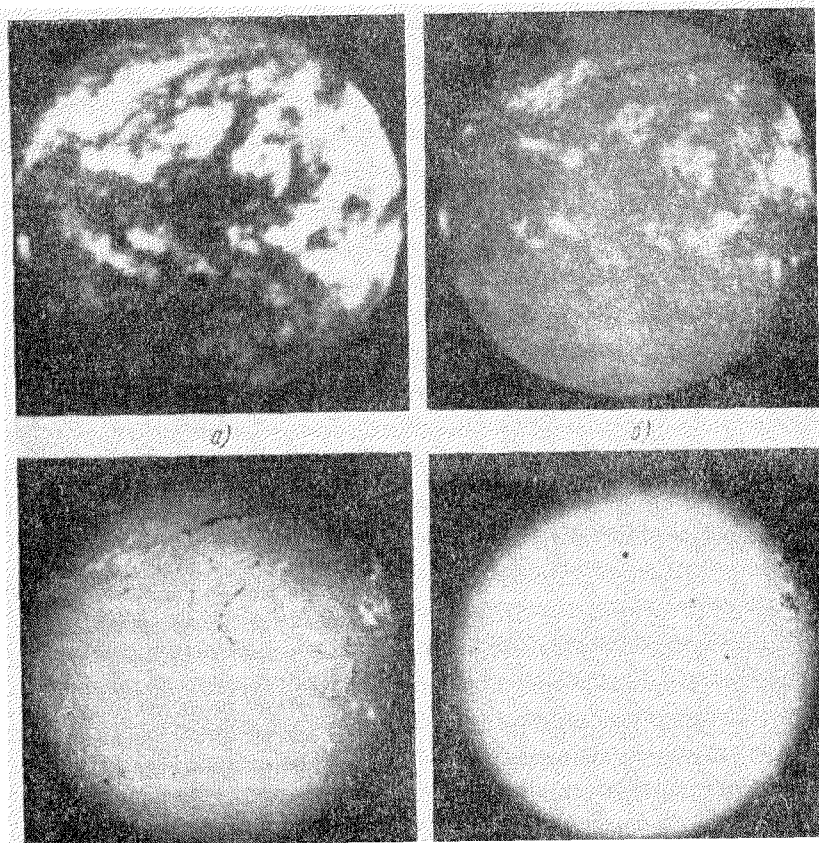


Рис. 22. Фотография Солнца в лучах  $L_\alpha$ , а также фотографии Солнца в лучах  $K$  и  $H_\alpha$ .

На рис. 22,а приведена фотография Солнца в  $L_\alpha$ , а также одновременно полученные на Медонской обсерватории спектрогелиограммы Солнца в лучах  $H_\alpha$  и  $K$  Ca II (рис. 22 б, в). Общее сходство трех фотографий бросается в глаза, причем фотография в лучах  $L_\alpha$  более похожа на фотографию в лучах  $K$  Ca II, чем  $H_\alpha$ . Это, естественно, объясняется тем, что эффективный уровень излучения  $L_\alpha$  значительно выше, чем  $H_\alpha$ , в то время как для линии  $K$  этот уровень имеет промежуточное значение. Контрастность интенсивностей ярких и слабых деталей на  $L_\alpha$ -фотографии почти вдвое выше, чем на спектрограмме в лучах  $K$ . Над активными областями интенсивность примерно в 5 раз больше, чем над спокойными. Отсюда, учитывая площадь, занимаемую областями на диске, можно сделать вывод, что поток  $L_\alpha$  в эпохи максимума должен быть в 1,5—2 раза больше, чем в эпохи

минимума. На рис. 23 можно видеть впервые полученные изображения протуберанцев в  $L_\alpha$  и  $H_\alpha$ .

Полученные монохроматические изображения Солнца в коротковолновой области спектра имеют исключительно большое значение для физики Солнца. В качестве ближайшей перспективы уже поставлена задача получения изображения Солнца методом, аналогичным описанному выше, в лучах  $\text{He}^+ \lambda 304$ , а также  $\text{O VI } \lambda 1031,9 \div 1037,6$  (см. спектрограмму Солнца на рис. 9). Последняя линия образуется в промежуточной

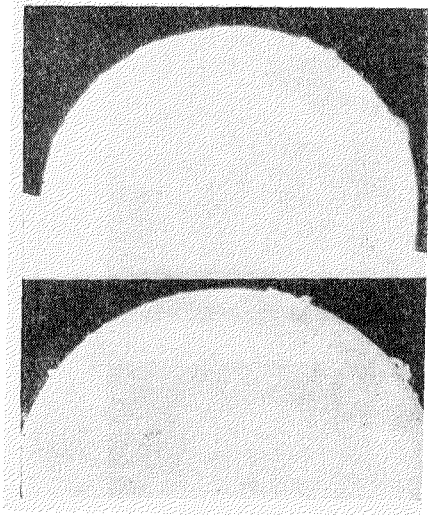


Рис. 23. Фотографии протуберанцев в  $L_\alpha$  и  $H_\alpha$ .

между короной и хромосферой области. Можно ожидать для нее заметное уярчение к краю. Особый интерес для физики солнечной короны представляет планируемое получение изображения Солнца в лучах линий  $\text{Ne VIII } 770,4-780,3$  и  $\text{Mg X } 609,7-624,9$ . Ультрафиолетовые монохроматические изображения короны будут иметь огромное преимущество перед изображением короны в линиях видимой части спектра, полученным с помощью узкополосных фильтров. Ведь в последнем случае нельзя наблюдать корону на диске. По этой причине построение корональных карт—довольно длительная, сложная, а главное, не вполне надежная процедура, так как за время вращения Солнца вокруг своей оси корона может претерпеть довольно значительные изменения. Между тем при построении таких карт по необходимости всегда делается гипотеза, что монохроматическая корона

за все время наблюдений, охватывающее половину периода вращения Солнца, остается неизменной.

Выдающийся интерес представляют исследования характера изменений рентгеновского и  $L_\alpha$ -излучений во время появления на Солнце вспышек. Существующие данные относятся к вспышкам балла  $2^+$ . Во всех случаях рентгеновское излучение регистрировалось только спустя несколько минут после максимума оптически наблюдаемой вспышки<sup>35</sup>.

Зарегистрированный максимальный поток мягкого рентгеновского излучения в полосе  $44-60 \text{ \AA}$  был равен  $1,8 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ , что примерно в 10 раз превышает уровень излучения спокойного Солнца. Другой характерной особенностью рентгеновского излучения является его большая жесткость по сравнению с излучением спокойного Солнца. Отношение отсчетов индикаторов с фильтрами, пропускающими спектральные участки  $8-20 \text{ \AA}$  и  $2-8 \text{ \AA}$ , равное для спокойного Солнца 23, снижается до 6—7 во время вспышек, а также при наличии активных протуберанцев, связанных со вспышками.

Новой интересной особенностью вспышек, обнаруженной при ракетных исследованиях, является возникновение потоков весьма жестких рентгеновских квантов с энергиями в десятки и даже сотни киловольт. Указанные потоки были обнаружены при помощи пропорциональных и сцинтилляционных счетчиков с использованием бериллиевых и бериллиево-алюминиевых окон. Это явление наблюдалось для всех исследованных вспышек класса  $2^+$ . Как указывают авторы этих исследований, спектральный состав этого жесткого излучения соответствовал тормозному

излучению водородной плазмы, нагретой до температуры  $120 \cdot 10^8$  °К. Однако, по нашему мнению, это излучение скорее всего имеет неравновесный характер. Оно связано, по-видимому, с ускорением сравнительно небольшой доли частиц, находящихся в области вспышки, до весьма высоких энергий. Наличие таких корпускул в области вспышек следует из наблюдений радиовсплесков IV и V типов (см. <sup>41</sup>). Оно также непосредственно доказывается наличием солнечной компоненты в составе первичных космических лучей, наблюдаемой во время вспышек.

Согласно наблюдениям, длительность явления эмиссии сверхжестких фотонов во время вспышки — порядка нескольких минут. Поток энергии фотонов, более жестких чем 20 кэв, оказался около  $5 \cdot 10^{-6}$  эрг/см<sup>2</sup>сек, причем они проникают в земную атмосферу до уровня  $\sim 45$  км.

### § 3. ВЛИЯНИЕ ЖЕСТКОЙ РАДИАЦИИ СОЛНЦА НА ИОНИЗАЦИЮ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ

Как было выяснено в предыдущих параграфах, жесткое фотонное излучение Солнца генерируется в короне и в слое, промежуточном между короной и хромосферой. Существующие теоретические представления, в общем, удовлетворительно объясняют результаты наблюдений. В большей степени, однако, это относится собственно к короне, чем к промежуточной области. В этой последней области солнечной атмосферы физические условия пока еще не совсем ясны.

Важность исследований ультрафиолетового и рентгеновского излучений Солнца определяется в первую очередь его решающим влиянием на состояние ионизации верхних слоев земной атмосферы. Теория этого явления зависит от значения двух основных факторов: а) количественных и качественных характеристик, а также всех типов вариаций ионизирующего жесткого излучения Солнца; б) физических условий в верхней атмосфере, ее химического, молекулярного и ионного состава, изменений ее характеристик со временем. Заметим, что перечисленные свойства верхних слоев земной атмосферы в свою очередь в значительной степени зависят от воздействия на нее жесткой радиации Солнца, как фотонной, так и корпускулярной. Таким образом, задача построения теории ионосферы, удовлетворяющей возросшим потребностям практики, является достаточно трудной.

Развивавшаяся в последние годы, параллельно с ракетной астрономией, ракетная геофизика открыла возможности изучения свойств верхних слоев атмосферы прямыми методами. Запуски искусственных спутников позволили получить исключительной ценности данные о плотности атмосферы на больших высотах и о ее вариациях, молекулярном и ионном составе и т. д. Этот богатейший материал, количество которого по мере развития прямых методов исследований быстро растет, является основой построения более совершенных теорий ионосферы. Однако сейчас только начинается освоение этого материала.

В этом параграфе мы ограничимся лишь самыми общими соображениями о причинах образования различных ионосферных слоев. Самый внешний из ионосферных слоев, по-видимому, образуется за счет поглощения солнечных фотонов атомами и молекулами кислорода и азота. Заметим, что раньше предполагалось, что на высотах, соответствующих слою F, молекулярного кислорода практически нет. Однако ракетные исследования показали, что там имеется довольно значительное количество O<sub>2</sub>, который заносится из нижележащих слоев атмосферы конвективными потоками. Значение коэффициентов поглощения как функций длины

волны для  $O_2$  и  $N_2$  известно экспериментально, а для  $OI$  и  $NI$  может быть вычислено теоретически (см., например, <sup>42</sup>). По этим данным в сочетании с данными о плотности, химическом и молекулярном составе атмосферы на разных высотах был построен рис. 1.

Таким образом, можно установить, что в области слоя  $F$  поглощается фотонное излучение Солнца за границей серии Лаймана. Максимум ионизации должен быть связан с тем уровнем атмосферы, на котором оптическая толщина для поглощаемой жесткой радиации примерно равна единице. Отсюда следует, что очень жесткое излучение Солнца должно быть ответственно за ионизацию более глубоких слоев атмосферы (см. ниже).

Анализ солнечного спектра показывает, что наиболее мощные эмиссии за границей серии Лаймана сосредоточены: а) непосредственно у границы серии, в области  $912 > \lambda > 850 \text{ \AA}$ ; эта радиация обусловлена верхними слоями хромосферных флоккул, ее поток около  $0,1 \div 0,2 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ ; б) в излучении за границей серии ионизованного гелия. Это излучение возникает в промежуточной области солнечной атмосферы. Согласно наблюдениям Хинтеррегера, поток у Земли близок к  $0,1 \text{ эрг/см}^2$  <sup>27</sup>; в) в большом количестве других ярких линий, из которых наиболее яркие принадлежат  $He I$ ,  $O II$ ,  $O III$ ,  $O IV$ ,  $O I$ ,  $N IV$ ,  $C III$ . Эти линии возникают в промежуточной области. Сюда же следует отнести корональные линии  $Ne VIII$  и  $Mg X$ . Суммарный поток излучения в этих линиях  $\sim 0,5 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ ; г) в резонансной линии  $He II$   $303,7 \text{ \AA}$ , по-видимому, самой яркой в этой части солнечного спектра. Вероятное значение потока излучения в этой линии близко к  $0,3 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ .

Наряду с ионизацией жесткое излучение Солнца должно нагревать верхнюю атмосферу. Данные о плотности верхней атмосферы, полученные при помощи ракет и главным образом искусственных спутников, заставляют сделать вывод, что температура на высотах, превышающих  $300 \text{ км}$ ,  $\sim 1500\text{—}1700^\circ \text{ К}$ . Кроме того, наблюдаются значительные колебания плотности в верхних слоях земной атмосферы, связанные с солнечной активностью. Несомненно, что существенная, если не решающая, роль в нагреве верхних слоев атмосферы (так называемой «термосферы») принадлежит солнечной фотонной радиации. В то же время при некоторых условиях корпускулярное излучение Солнца также может быть довольно существенным, особенно во время активных процессов на Солнце <sup>43</sup>. Для полного понимания причины разогрева верхних слоев земной атмосферы необходимо знать интенсивности ультрафиолетовых эмиссионных линий] излучения солнечного спектра и характер их вариаций.

Заметим, что при фотоионизации атомов и молекул верхней атмосферы «монохроматическим» жестким излучением Солнца (например, квантами резонансной линии  $He II$  с энергией  $40,7 \text{ эв}$ ) энергии фотоэлектронов достаточно велики ( $\sim 27 \text{ эв}$ ). Такие электроны в свою очередь будут ионизовать окружающие атомы и молекулы атмосферы и возбуждать их свечение. Последнее обстоятельство представляет большой интерес, однако мы не можем здесь останавливаться на этой чисто геофизической проблеме.

Резюмируя, мы можем сделать вывод, что при образовании ионосферного слоя  $F$  жесткое излучение короны играет, по-видимому, второстепенную роль. Совершенно иначе обстоит дело в случае более глубокого ионосферного слоя  $E$ .

Анализ коэффициента поглощения ультрафиолетового излучения земной атмосферой показывает, что в слой  $E$  могут проникать только фотоны с энергией, превышающей  $165 \text{ эв}$  (что соответствует  $\lambda < 75 \text{ \AA}$ ) <sup>5</sup>.

Одно время считали, что в слое  $E$  ионизируются молекулы кислорода фотонами  $h\nu > 12,2$  эв (см., например, табл. 1). Однако коэффициент непрерывного поглощения  $O_2$  аномально мал. Впрочем, известно, что на слабый континуум в спектре поглощения  $O_2$  накладываются интенсивные полосы, в которых коэффициент поглощения в несколько тысяч раз больше, чем в континууме. Исходя из этого, Николё предположил, что в слое  $E$  могут происходить процессы «преионизации», при которых молекула  $O_2$  в «перевозбужденном» состоянии может спонтанно ионизоваться.

Однако сам механизм «преионизации» представляется мало обоснованным. Вероятнее всего, что возбужденная молекула спонтанно перейдет в исходное состояние, так как столкновения на таких высотах весьма редки. Имеются и другие серьезные трудности в этой гипотезе, для обсуждения которых здесь нет места.

Происхождение слоя  $E$  легко объясняется фотоионизацией атомов и молекул кислорода и азота жесткой корональной радиацией  $\lambda < 75$  Å. При температуре  $1\,500\,000^\circ$ , как это следует из (4) и (10), доля жесткого «водородного» и «гелиевого» излучений короны с  $\lambda < 75$  Å составит 30% от общего потока. Сюда надо еще добавить жесткое корональное излучение, сосредоточенное в отдельных линиях, которое, по-видимому, дает основной вклад в рентгеновское излучение Солнца (см. § 1). Этого излучения вполне достаточно для образования слоя  $E$ .

Рентгеновское излучение короны будет ионизовать как атомы и молекулы кислорода, так и молекулы азота. Отсутствие достаточного количества ионов  $N_2^+$  в слое  $E$  (что следует из анализа интенсивности сумеречной полосы  $\lambda 3914$ , а также из прямых измерений на ракетах) объясняется быстрым «разрушением» ионов  $N_2^+$  благодаря реакциям с другими компонентами земной атмосферы (это относится также и к слою  $F$ ).

Решающим доказательством коронального происхождения жесткой фотонной радиации, ионизирующей слой  $E$ , являются наблюдения во время полных солнечных затмений. Ионосферные наблюдения во время затмений проводились неоднократно. При обработке таких наблюдений раньше принималось, что источники ионизирующей радиации распределены равномерно по видимому диску Солнца. Однако уже довольно давно стало ясно, что такая гипотеза о распределении источников ионизирующей радиации не может удовлетворительно объяснить результаты ионосферных затменных наблюдений. В ряде случаев минимум электронной концентрации в слое не запаздывал по отношению к полной фазе затмения (как это должно было бы быть, если бы ионизирующая радиация Солнца «выключалась»), а наступал одновременно с ней, а иногда даже предшествовал.

Поэтому уже давно некоторые исследователи ионосферы пришли к выводу, что источники ионизирующей радиации распределены по диску Солнца не равномерно, а сосредоточены в отдельных активных областях (см., например, <sup>45</sup>). Анализируя ионосферные наблюдения во время затмения 1945 г., Вальдмайер в 1947 г. пришел к выводу, что эти активные области Солнца совпадают с областями короны, где зеленая линия  $\lambda 5303$  усилена <sup>46</sup>. В другом случае (затмение 1952 г.) результаты ионосферных наблюдений можно было объяснить предположением, что 64% ионизирующего излучения Солнца равномерно распределены по диску, а 25% сосредоточены в узком ярком кольце на лимбе <sup>47</sup>. Аналогичным наблюдениям минимальной короны 1954 г. можно было бы удовлетворить такой же моделью, но с той разницей, что в полярных областях Солнца яркое кольцо ионизирующего излучения отсутствовало <sup>48</sup>.

В 1955 г. Ратклиф из анализа большого количества затменных ионосферных наблюдений показал, что от 10 до 15% ионизирующей радиации

сосредоточено за пределами оптического диска Солнца <sup>49</sup>. К аналогичному выводу пришли и другие авторы.

Эти результаты хорошо согласуются с теоретически ожидаемыми, если предположить, что ионизирующим агентом является мягкое рентгеновское излучение короны. Вычисления, приведенные в § 1, показывают, что при угловом радиусе Луны, равном  $1,02 \div 1,04$ , от 15 до 20% ионизирующей радиации приходит к нам из областей короны, находящихся за пределами видимого диска Солнца. Прямые наблюдения мягкого рентгеновского излучения Солнца, выполненные во время затмения 12 октября 1958 г., полностью подтверждают эти расчеты. Поток квантов жесткого излучения в спектральном интервале  $60-44 \text{ \AA}$ , согласно прямым наблюдениям, описанным в предыдущем параграфе, составляет примерно  $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . Все эти кванты будут поглощены в  $E$ -слое и вызовут там ионизацию. С другой стороны, для объяснения наблюдаемой степени ионизации в этом слое из чисто «ионосферных» соображений требуется  $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  ионизирующих квантов (см. табл. I).

Таким образом, можно считать установленным, что причиной ионизации слоя  $E$  ионосферы является мягкое рентгеновское излучение короны.

Кратко рассмотрим вопрос о механизме ионизации слоя  $D$ . До таких низких высот ( $\sim 60-70 \text{ км}$ ) могут проникать кванты  $L_\alpha$  и вызывать там ионизацию молекулы окиси азота NO (потенциал ионизации  $9,5 \text{ эв}$ ). С другой стороны, до таких высот может проникать также и весьма жесткое излучение Солнца ( $\lambda \sim 1-3 \text{ \AA}$ ). Недавно прямыми измерениями на ракетах было доказано, что концентрация NO в верхней атмосфере совершенно недостаточна для образования слоя  $D$  путем фотоионизации окиси азота  $L_\alpha$ -квантами <sup>50</sup>. Из этих опытов непосредственно следует, что ответственным за образование слоя  $D$  является жесткое рентгеновское излучение Солнца.

Во время больших солнечных вспышек, как известно, происходит резкое возрастание ионизации в слое  $D$ , что приводит часто к катастрофическим нарушениям радиосвязи на коротких волнах. Согласно старой теории Мартина <sup>51</sup>, причиной ионизации является повышенное излучение квантов  $L_\alpha$  во время вспышки. Мы, однако, еще в 1949 г. подвергли теорию Мартина критике и привели аргументы в пользу представления, что причиной ионизации слоя  $D$  во время вспышки является рентгеновское излучение с  $\lambda \sim 1-2 \text{ \AA}$  <sup>52</sup>, генерируемое в области вспышек. Позже аналогичная гипотеза была высказана некоторыми другими авторами.

Последние наблюдения, выполненные при запусках ракет во время вспышек, однозначно решают вопрос в пользу рентгеновской радиации как причины «всплеска» ионизации в слое  $D$ . Результаты этих наблюдений уже обсуждались в предыдущем параграфе. Доказано, что во время вспышек рентгеновский спектр Солнца становится значительно более «жестким», чем у спокойного Солнца. Количество жестких рентгеновских квантов, которые излучаются во время вспышки, более чем достаточно для образования наблюдаемой ионизации в слое  $D$ . Одновременные наблюдения показали, что интегральный поток излучения от Солнца в линии  $L_\alpha$  во время вспышки не претерпевает существенных изменений. Тем самым показано, что  $L_\alpha$ -кванты никак не могут быть причиной ионосферных возмущений в слое  $D$  во время вспышек.

В самое последнее время эти результаты были полностью подтверждены на большом статистическом материале. На искусственном спутнике Эксплорер-VII были установлены индикаторы рентгеновского излучения и квантов  $L_\alpha$ . Наблюдения проводились в течение всего полета спутника. За это время было зарегистрировано значительное количество вспышек

Во всех случаях они сопровождались резким усилением потока рентгеновского излучения Солнца, в то время как поток  $L_{\alpha}$ -излучения почти не менялся.

Таким образом, данные ракетной астрономии и теория солнечной короны и хромосферы вполне объясняют всю наблюдаемую картину ионизации земной атмосферы.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Л. Альперт, ЖЭТФ 18, 995 (1948).
2. D. Bates and J. Massey, Proc. Roy. Soc. 192, 1 (1947).
3. C. W. Allen, J. Terr. Magn. Atm. Electr. 53, 433 (1948).
4. И. С. Шкловский, Астрон. ж. 22, 249 (1945).
5. C. W. Allen and R. Wooley, Monthly Not. Roy. Astr. Soc. 108, 292 (1948).
6. И. С. Шкловский, Изв. Крымск. астр. обс. 4, 80 (1949).
7. G. Elwert, Z. Naturforsch. 7a, 432 (1952); 9a, 637 (1954).
8. И. С. Шкловский, Солнечная корона, М., Гостехиздат, 1951.
9. D. Menzel, Astrophys. J. 85, 332 (1937).
10. C. W. Allen, Monthly Not. Roy. Astr. Soc. 106, 22 (1946).
11. Т. В. Казачевская, Г. С. Иванов-Холодный, Астрон. ж. 36, 1022 (1959).
12. B. Edlen, Z. Phys. 103, 536 (1936); 104, 188, 407 (1937).
13. Н. Мотти Г. Мэсси, Теория атомных столкновений, Гостехиздат, М., 1933.
14. Ch. E. Moore, Atomic energy levels. I, Washington, 1949.
15. G. Elwert, J. Atm. Terr. Phys. 12, 187 (1957).
16. G. Elwert, J. Geophys. Res. 66, 391 (1961).
17. C. W. Allen and R. Wooley, Not. Roy. Astr. Soc. 110, 462 (1950).
18. R. Tousey, Доклад на X астрофизическом симпозиуме, Liege, 1960.
19. В. П. Качалов, Н. А. Павленко, А. В. Яковлева, Изв. АН СССР, сер. геофиз. 9, 1099 (1958).
20. F. S. Johnson, J. D. Purcell, R. Tousey, Bull. Amer. Phys. Soc. 29, 33 (1954); Phys. Rev. 95, 621 (1954).
21. F. S. Johnson, J. D. Purcell, H. H. Malitson, R. Tousey, Astrophys. J. 127, 80 (1958).
22. A. S. Jursa, F. S. Le Blanc, Y. Tanaka, J. Opt. Soc. Amer. 45, 1085 (1955).
23. W. E. Behring, H. McAlister, W. A. Rense, Astrophys. J. 130, 381 (1959).
24. С. Л. Мандельштам, А. И. Ефремов, УФН 63, 163 (1957).
25. C. R. Detwiler, J. D. Purcell, R. Tousey, Доклад на X астрофизическом симпозиуме, Liege, 1960.
26. T. Violett and W. A. Rense, Astrophys. J. 130, 381 (1959).
27. Н. Е. Hinterreger, Доклад на втором симпозиуме КОСПАР, Флоренция, 1961; Н. Е. Hinterreger, K. R. Damon, L. A. Hall, J. Geophys. Res. 64, 961 (1951).
28. Г. С. Иванов-Холодный, Г. М. Никольский, Астрон. ж. 38, 45 (1961).
29. J. D. Purcell and R. Tousey, Доклад на X симпозиуме по астрофизике, Liege, 1960.
30. J. E. Kupperian, A. Bogges and J. E. Milligan, Astrophys. J. 128, 453 (1958).
31. Е. Т. Вурам, Т. А. Чубб, Н. Фридман, Доклад на X симпозиуме по астрофизике, Liege, 1960.
32. J. T. Jefferies and R. N. Thomas, Astrophys. J. 129, 401 (1959).
33. Н. Фридман, Доклад на X астрофизическом симпозиуме, Liege, 1960.
34. T. A. Chubb, H. Friedman and R. Kreplin, J. Geophys. Res. 65, 1831 (1960).
35. T. A. Chubb, H. Friedman and R. Kreplin, Доклад на X симпозиуме по астрофизике, Liege, 1960.
36. A. Covington, J. Roy. Astr. Soc. Canada 48, 136 (1954).
37. T. Chubb, H. Friedman, R. Kreplin, Доклад на X симпозиуме по астрофизике, Liege, 1960.
38. Sky and Telescope 20, № 3, 143 (1960).
39. J. D. Purcell and R. Tousey, Доклад на X симпозиуме по астрофизике, Liege, 1960.

40. T. Chubb, H. Friedman and R. Kreplin, J. Geophys. Res. 65, 1831 (1960).
  41. A. Voischot, Compt. rend. 244, 326 (1957).
  42. Т. Денисс, Парижский симпозиум по радиоастрономии, М., ИЛ.
  43. D. Bates, Not. Roy. Astr. Soc. 106, 114 (1946).
  44. В. И. Красовский, И. С. Шкловский, Ю. И. Гальперин, Е. М. Светлицкий, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8, 11 (1959).
  45. A. J. Higgs, Monthly Not. Roy. Astr. Soc. 102, 24 (1942).
  46. M. Waldmeier, J. Terr. Magn. Atm. Electr. 52, 333 (1947).
  47. C. M. Minnis, Nature 170, 453 (1952).
  48. C. M. Minnis, J. Atm. Terr. Phys. 6, 91 (1955).
  49. J. A. Ratcliffe, Solar Eclips and the Ionosphere, 1956, стр. 9.
  50. A. S. Jursa, Y. Tanaka, E. Le Blanc, Planetary Space Sci., v. 1, № 3, 1960, стр. 161.
  51. D. F. Martyn, Nature 140, 603 (1937).
  52. И. С. Шкловский, ДАН СССР 64, 37 (1949).
-