

## СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА О ПРИРОДЕ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ.

*И. С. Шкловский.*

Под термином «солнечная корона» в настоящее время понимают самые верхние слои атмосферы Солнца. Во время полных солнечных затмений эти слои наблюдаются в виде жемчужно-белого сияния, окружающего закрытый Луной диск Солнца. За нижнюю границу короны можно, более или менее условно, принять расстояние в  $40''$  от солнечного края (что соответствует в линейных единицах приблизительно 30 000 километров). Именно на этом расстоянии наблюдал, обычно, корону вне затмения Вальдмайер (см. дальше). С другой стороны, кальциевая хромосфера может быть прослежена до 14 000 километров. Таким образом, на высоте 14 000—30 000 километров должен происходить переход от хромосферы к короне. Как будет видно из дальнейшего, по своим физическим характеристикам, корона качественно отличается от более низкой хромосферы. Заметим, что эта «промежуточная» область солнечной атмосферы, где хромосфера переходит в корону, исследована пока сравнительно слабо. Протуберанцы зачастую поднимаются над хромосферой на многие десятки и даже сотни тысяч километров, т. е. находятся уже в корональных областях. Что касается верхней границы короны, то она, разумеется, не может быть установлена с достаточной резкостью. Отдельным исследователям удалось проследить корону до расстояния в 4—5 солнечных радиусов.

Несмотря на то, что со времени первых спектроскопических исследований короны (1869 г.) последняя была наблюдаема в общей сложности несколько более одного часа (метод наблюдения короны вне затмения был разработан только в 1930 г. и является весьма ценным дополнением к наблюдениям короны во время полных затмений, но отнюдь не заменяет их), к 1939 году накопилось большое число фактических данных, требующих теоретической интерпретации. Анализ этих фактов заставлял исследователей приписывать корональной материи свойства, весьма отличные от свойств материи в других космических объектах. Выводы, полученные на основании анализа одной группы фактов, часто противоречили выводам, полученным из другой группы фактов. Без преувеличения можно сказать, что трудно в астрономии найти другой объект, который, подобно короне, ставил бы

перед исследователями такое большое количество загадочных проблем. Существенный прогресс в изучении короны был достигнут в 1939—1941 гг., и основная часть предлагаемого обзора будет посвящена работам, сделанным после указанного времени. Вводная часть посвящена краткому (и далеко не полному) изложению состояния проблемы солнечной короны к 1939 году. Более полные сведения, охватывающие этот период, можно найти в прекрасном обзоре Н. Н. Парийского<sup>1</sup>.

### § 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О КОРОНЕ.

Различные исследователи определяли поверхностную яркость короны (в фотографических лучах) как функцию расстояния — или от края солнечного диска —  $h$ , или от центра его —  $\rho$ . Путём усреднения наблюденной яркости по всем направлениям был получен ряд эмпирических законов для падения яркости с расстоянием, обычно либо вида  $I = \frac{c_1}{h^{n_1}}$ , либо  $I = \frac{c_2}{\rho^{n_2}}$ .

В итоге весьма тщательно выполненной работы Баумбах<sup>2</sup> нашёл среднее значение яркости короны, используя результаты наблюдений 10 затмений, охватывающих период 1905 — 1927 гг. в виде:

$$I(\rho) = \frac{0,052}{\rho^{2,5}} + \frac{1,425}{\rho^7} + \frac{2,565}{\rho^{17}}, \quad (1)$$

где  $\rho$  выражается в долях солнечного радиуса, а яркость в центре солнечного диска принята равной  $10^6$ . Первый член существенен для описания хода изменения яркости во внешней короне, третий описывает яркость частей короны, наиболее близких к солнечной поверхности. Одночленным выражением вида  $\frac{c_2}{\rho^{n_2}}$  нельзя описать градиент яркости для всей короны. Хотя формула (1) весьма существенна и полезна для многих расчётов, связанных с короной (см. ниже), не следует забывать, что она даёт весьма усреднённое значение величины  $I(\rho)$ . При этом здесь имеет место двойное усреднение: различные исследователи усредняли  $I$  по всем позиционным углам, а Баумбах усреднил эти средние результаты. В действительности яркость короны (особенно той её части, которая ближе всего к краю Солнца) сильно зависит от позиционного угла (см. ниже). Кроме того, корона не является стационарным образованием. Её характеристики меняются от затмения к затмению.

В связи с этим укажем, что освещённость, создаваемая короной на земле и, в среднем, равная половине освещённости, создаваемой Луной, меняется для различных затмений почти на 50%. Заметим ещё, что сама форма короны, как показал Ганский<sup>3</sup>, зависит от фазы солнечной деятельности.

Изучение спектрального состава излучения короны послужило основанием для деления её на 2 части. Спектр так называемой

внутренней короны, простирающейся приблизительно на расстояние до  $10'$  от края Солнца (что соответствует  $430\,000$  км), состоит из непрерывной компоненты, с распределением энергии по длинам волн, аналогичным спектру Солнца, и монохроматической компоненты. Последняя состоит из большого числа эмиссионных линий различной интенсивности, накладывающихся на непрерывный спектр короны от ультрафиолетовой его части до инфракрасной.

Эти, так называемые «корональные», линии представляют выдающийся интерес. До недавнего времени они не были отождествлены (см. ниже). В отличие от спектра Солнца, непрерывный спектр внутренней короны не содержит фраунгоферовых линий.

Спектр внешней короны ( $h > 10'$ ) весьма похож на спектр Солнца. Эмиссионных корональных линий здесь нет. Наоборот, фраунгоферовы линии присутствуют. Вблизи границы внутренней короны фраунгоферовы линии весьма слабы, т. е. «остаточные интенсивности» их очень велики. По мере удаления от солнца эти остаточные интенсивности убывают. При этом, однако, полуширина фраунгоферовых линий во внешней короне такая же, как и в спектре Солнца.

В 1905 г. основатель современной астрофизики К. Шварцшильд высказал свою, ныне считающуюся общепринятой, гипотезу о природе свечения короны. Согласно этой гипотезе, механизмом свечения короны является рассеяние радиации фотосферы на свободных электронах. Известно, что в случае томсоновского рассеяния коэффициент рассеяния не зависит от длины волны. Следовательно, спектральный состав рассеянной радиации должен быть тождественен спектральному составу рассеиваемой радиации, что и наблюдается.

Согласно гипотезе Шварцшильда, свет короны должен быть частично поляризован, причём степень поляризации не должна зависеть от длины волны. Наблюдения, несомненно, показывают, что свет короны поляризован, однако для зависимости степени поляризации от длины волны и расстояния от солнечного диска разные авторы получают весьма различные результаты. Повидимому, методика таких наблюдений ещё недостаточно совершенна. О поляризации короны подробнее см.<sup>1</sup>

Из наблюдаемой поверхностной яркости  $I(\rho)$  можно получить объёмную светимость (количество энергии, излучаемое единицей объёма короны за единицу времени)  $J(r)$ , где  $r$  — расстояние элемента объёма короны от центра Солнца. Очевидно, 
$$I(\rho) = \int_{-\infty}^{+\infty} J(z) dz.$$

Решением этого интегрального уравнения типа Абеля является выражение:

$$J(r) = \frac{1}{\pi} \int_r^{\infty} \frac{\partial I(\rho)}{\partial \rho} \frac{d\rho}{\sqrt{\rho^2 - r^2}}.$$

Баумбах, исходя из (1), получил:

$$J(r) = \frac{0,0304}{r^{3,5}} + \frac{1,452}{r^8} + \frac{4,157}{r^{18}}. \quad (2)$$

Зная механизм излучения короны — томсоновское рассеяние — можно получить из (2) концентрацию свободных электронов  $N_e$  в короне как функцию  $r$ :

$$J(r) = N_e(r) \cdot \sigma \int \frac{\bar{I} d\omega}{4\pi}, \quad (3)$$

где коэффициент томсоновского рассеяния  $\sigma = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4}$ , причём рассеяние считается изотропным,  $\bar{I}$  — интенсивность радиации фотосферы в точке короны  $r$ . Интегрирование распространяется по всем телесным углам. Учитывая потемнение солнечного диска к краям, даваемое формулой  $\bar{I} = \bar{I}_0 (1 - u + u \cos \theta)$ , где «постоянная потемнения»  $u$ , согласно наблюдениям, равна 0,4, а  $\theta$  — угол между нормалью к солнечной поверхности и направлением на точку короны  $r$ , Баумбах получил, что

$$K = \int \bar{I} \frac{d\omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \bar{I}_0 \left\{ (1 - u) \left[ 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{r^2}} \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} u \left[ 1 - r \left( 1 - \frac{1}{r^2} \right) \log \sqrt{\frac{r+1}{r-1}} \right] \right\}. \quad (4)$$

На основании (2) и (4) Баумбах нашёл следующее приближённое выражение для  $N_e$ :

$$N_e(r) = 10^8 \left( \frac{0,36}{r^{3,5}} + \frac{1,55}{r^6} + \frac{2,99}{r^{16}} \right) \text{ см}^{-3}. \quad (5)$$

Если не учитывать потемнения солнца к краю, значение  $N_e$  в самых внутренних областях короны было бы на 40% меньше. На расстоянии  $r=2$   $N_e$  в 100 раз меньше, чем у основания короны. Приводим таблицу значений  $I$ ,  $J$  и  $N_e$ , вычисленную Баумбахом (Табл. 1).

Отсутствие фраунгоферовых линий в спектре внутренней короны Шварцшильд объяснил эффектом Доплера, происходящем при рассеянии излучения фотосферы движущимися с большими тепловыми скоростями корональными электронами. Как можно показать, это приводит к «замыванию» фраунгоферовых линий в рассеянном свете. В самом деле, пусть на свободные электроны падает непрерывно распределённая по спектру радиация  $\bar{I}(\lambda)$ . Фиксируем наше внимание на некоторой длине волны  $\lambda_1$ .

Рассеянная с этой длиной волны радиация будет происходить как от медленных электронов, рассеивающих радиацию с длиной волны, близкой к  $\lambda_1$ , так и от быстрых электронов, рассеивающих радиацию

Таблица 1

$r$	$h'$	$I$ (центр Солнца= $10^6$ )	$J$	$N_e$
1,00	0',00	4,07	5,64	$4,58 \cdot 10^8$
1,03	0,48	2,76	3,62	3,11
1,06	0,96	1,95	2,39	2,29
1,10	1,6	1,28	1,45	1,56
1,20	3,2	$5,47 \cdot 10^{-1}$	$5,10 \cdot 10^{-1}$	$7,04 \cdot 10^7$
1,3	4,8	2,84	2,27	3,84
1,4	6,4	1,66	1,17	2,38
1,6	9,6	$7,04 \cdot 10^{-2}$	$4,05 \cdot 10^{-2}$	1,11
1,8	12,8	3,56	1,72	$6,13 \cdot 10^6$
2,0	16,0	2,05	$8,38 \cdot 10^{-3}$	3,73
2,2	19,2	1,31	4,57	2,50
2,4	22,4	$9,06 \cdot 10^{-3}$	2,75	1,79
2,6	25,6	6,65	1,77	1,35
2,8	28,8	5,12	1,22	1,10
3,0	32,0	4,07	$8,72 \cdot 10^{-4}$	$9,13 \cdot 10^5$
3,5	40,0	2,57	4,43	6,32
4,0	48,0	1,75	2,60	5,12
5,0	64,0	$9,68 \cdot 10^{-4}$	1,13	3,81

с длиной волны, заметно отличной от  $\lambda_1$ . Интенсивность рассеянной радиации будет равна:

$$I(\lambda_1) = \sigma \cdot N_e \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left(\frac{\lambda-\lambda_1}{\Delta\lambda_D}\right)^2} \bar{I}(\lambda) d\left(\frac{\lambda-\lambda_1}{\Delta\lambda_D}\right),$$

где доплеровское смещение  $\Delta\lambda_D = \frac{\sqrt{\frac{kT_s}{m}}}{c}$

Рассмотрим случай, когда  $\bar{I}(\lambda)$  соответствует участку спектра, содержащему сильную фраунгоферову линию, например,  $H$  или  $K$  (линии, принадлежащие ионизированному кальцию). В этом случае, как известно,

$$\bar{I}(\lambda) = F_0 \cdot \frac{1}{1 + \frac{3}{4} \frac{N_H C_1}{\lambda - \lambda_0}},$$

где  $F_0$  — поток излучения фотосферы в непрерывном спектре в окрестностях  $\lambda_0$ -«центра» линии,  $N_H$  — число атомов  $\text{Ca}^+$ , образующих линию (в столбе единичного сечения),  $C_1 = \text{const}$ .

Введя обозначения

$$\frac{\lambda - \lambda_1}{\Delta\lambda_D} = x, \quad \frac{\lambda_1 - \lambda_0}{\Delta\lambda_D} = a, \quad \frac{3/4 N_H C_1}{(\Delta\lambda_D)^2} = \left(\frac{d}{2}\right)^2$$

и выполнив вычисления, получим:

$$I(\lambda_1) = F_0 \cdot \sigma \cdot N_e \frac{1}{V \pi} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx - \frac{d^2}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-x^2} dx}{\left(\frac{d}{2}\right)^2 + (x-a)^2} \right\}. \quad (6)$$

Полагая на основании наблюдений

$$N_H = 23,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \text{ (см. 4)}, \quad \lambda_0 = 3968 \text{ \AA}$$

и вычисляя интеграл при помощи существующих таблиц, можно начертить контур линии в рассеянном свете. Приводим контуры линии  $K$  при двух значениях электронной температуры короны  $T'_e = 168\,000^\circ$  ( $\frac{d}{2} = \frac{1}{5}$ ) и  $T''_e = 625\,000^\circ$  ( $\frac{d}{2} = \frac{1}{10}$ ) (рис. 1).

Так как линия  $K$  в спектре короны совершенно не наблюдается, то можно сделать вывод, что  $T_e$  короны гораздо ближе к  $625\,000^\circ$ ,

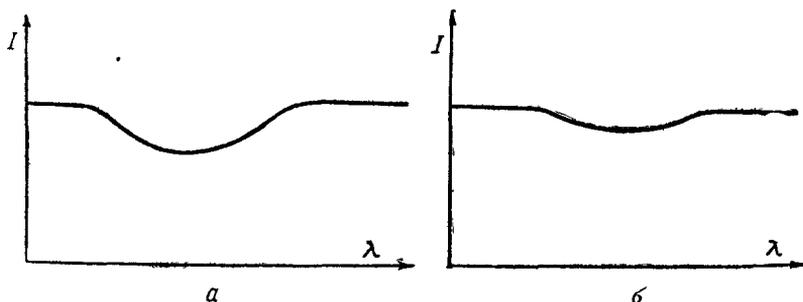


Рис. 1. Теоретический контур линии  $K$  спектра солнечной короны. а)  $T = 168\,000$ , б)  $T = 625\,000$ .

чем к  $168\,000^\circ$ . Впервые Гротриан<sup>5</sup>, анализируя замывание фраунгоферовых линий во внутренней короне, указал, что её электронная температура порядка  $350\,000^\circ$ . Как будет видно из дальнейшего, это обстоятельство играет фундаментальную роль для различных процессов, происходящих в солнечной короне.

Что касается наличия фраунгоферовых линий в спектре внешней короны, то истолкование этого явления, повидимому, является одной из наиболее трудных проблем физики короны. Если принять, что механизм свечения внешней короны такой же, как и у внутренней, нужно допустить, что  $T_e$  там весьма мало, порядка нескольких десятков градусов! Гротриан<sup>6</sup> считает, что фраунгоферовы линии в спектре внешней короны появляются в результате рассеяния радиации фотосферы на пылинках. Однако Рессел<sup>7</sup> указал, что само существование таких пылинок в окрестностях Солнца является невозможным.

Подробнее об этом см.<sup>1</sup>. Во всяком случае, в настоящий момент эта проблема далека от решения.

## § 2. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ КОРОНЫ ВНЕ ЗАТМЕНИЯ И СТАНДАРТНЫМИ КОРОНОГРАФАМИ.

В последнее время всё большее значение приобретают наблюдения короны в свете различных корональных линий (обычно  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ ) вне затмения. Впервые эту проблему решил в 1930 г. Лио. Его успех был обусловлен тщательным исключением рассеянного света как в инструменте, так и в атмосфере (для чего наблюдения велись на Пик-дю-Миди, Пиренеи, высота около 3000 м). Описание деталей конструкции коронографа Лио см.<sup>8</sup>. Здесь мы будем говорить только о работах Лио 1939—1944 г. Результаты более ранних исследований см.<sup>9</sup>. В 1939 г. Лио применил для наблюдений короны поляризационные монохроматические фильтры, представляющие собой стопу, состоящую из 6 кварцевых пластинок попеременно с 7

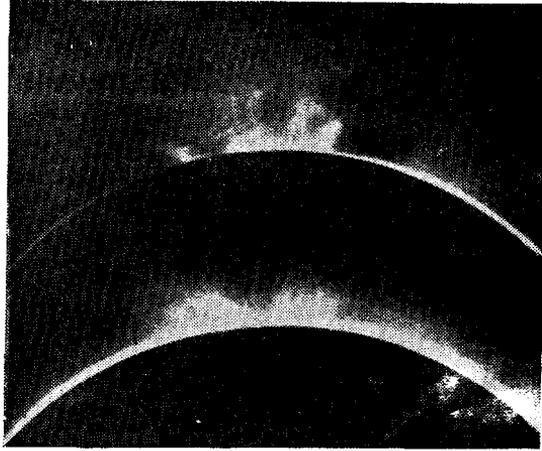


Рис. 2. Монохроматические изображения солнечной короны, полученные Лио вне затмения. Вверху — в свете линии  $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ , внизу — в свете линии  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ .

поляроидами. Эта система пропускает 13 полос шириною от  $3 \text{ \AA}$  в красной части спектра до  $2 \text{ \AA}$  в зелёной. Полосы расположены вблизи главных хромосферных и корональных линий ( $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ ,  $D_\beta$ ,  $\lambda = 6374 \text{ \AA}$  и т. д.). Вся система помещается в термостате. Небольшими изменениями температуры достигается точное совпадение полос пропускания фильтра с исследуемой монохроматической корональной или хромосферной радиацией. Монохроматические изображения короны выявили ряд интересных деталей, в частности оказалось, что распределение интенсивностей зелёной и красной линий в короне различно. Приводим снимки короны, полученные Лио в свете этих линий<sup>10</sup> (рис. 2).

С этим фильтром Лио впервые осуществил одновременную кинематографическую съёмку короны в свете зелёной и красной линий и линии  $H_\alpha$  хромосферы и протуберанцев. Некоторые съёмки были весьма длительны — до 12 часов. Поведение корональных линий весьма мало связано с поведением линии  $H_\alpha$ , что истолковывается Лио в том

смысле, что корона почти не зависит от протуберанцев. В течение этих, довольно продолжительных, съёмок монохроматическое изображение короны менялось незначительно. Движения в короне, наблюдавшегося рядом авторов (в белом свете!), Лио не обнаружил. Таким образом, результаты Лио показывают, что корона должна рассматри-

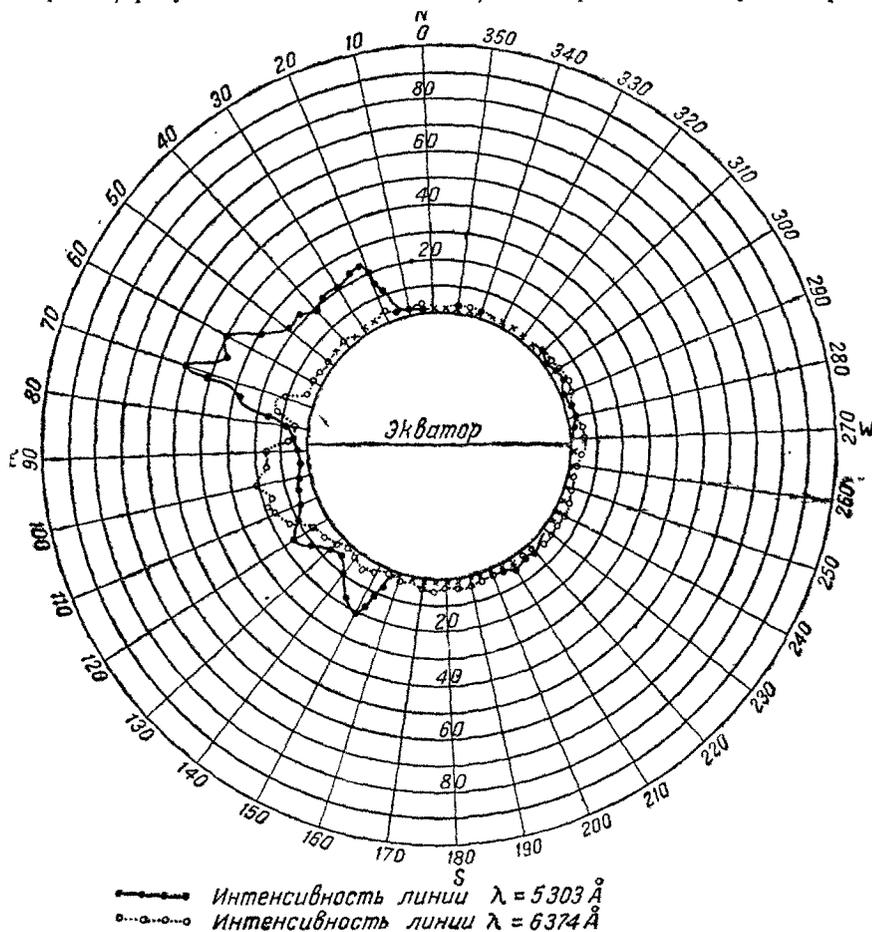


Рис. 3. Диаграммы интенсивности корональных линий.

ваться как образование квазистационарное. Этот вывод, несомненно, имеет фундаментальное значение для проблемы короны.

Лио провёл визуальную фотометрию красной и зелёной корональных линий, интенсивность которых сравнивалась с интенсивностью соответствующих спектральных участков центра Солнца. Таким образом, исключалось поглощение в земной атмосфере. Фотометрия про-

водилась для различных точек лимба Солнца. Интенсивность корональных линий весьма различна для различных точек лимба. У солнечных полюсов она эквивалентна интенсивности полосы непрерывного спектра центра Солнца шириной  $2 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}$ , в некоторых областях лимба —  $80 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}$ . Приводим «диаграммы интенсивности», полученные Лио<sup>10</sup> (рис. 3).

В 1938 г. Вальдмайер начал свою большую работу по изучению короны вне затмения способом Лио. Его обсерватория находится на Монт Ароза (Швейцария, высота 2050 м над уровнем моря). Методика и результаты его исследований опубликованы в ряде работ<sup>11</sup>. Он изучил распределение интенсивности зелёной и красной корональных линий  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 6374 \text{ \AA}$  вдоль солнечного диска на расстоянии  $40''$  от него. Первые его работы содержали визуальные оценки яркостей корональных линий, выраженные в особой шкале.

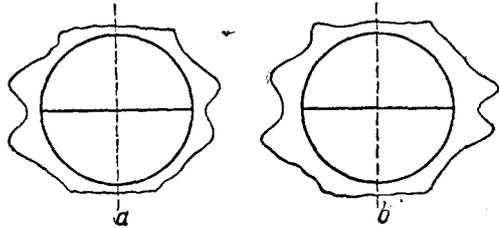


Рис. 4. Корональные контуры по Вальдмайеру. *a* — линии  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ , *b* — линии  $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ .

Таким путём Вальдмайер построил ряд «корональных контуров» (см. рис. 4, *a* и 4, *b*). Пунктиром обозначена ось вращения Солнца. Расстояние от контура до солнечного лимба пропорционально интенсивности корональной линии для данного позиционного угла. Из рисунков ясно видно, что на экваторе имеется минимум интенсивности, главные максимумы находятся в зоне пятен (гелиографическая широта  $10-20^\circ$ ), вторичный максимум находится на гелиографической широте  $\pm 60^\circ$ . «Корональные контуры» довольно устойчивы: на протяжении суток они обычно меняются мало. Как видно из рисунков, «корональный контур» красной линии, вообще говоря, не совпадает с контуром зелёной линии. Обычно интенсивность красной линии составляет около  $\frac{1}{10}$  интенсивности зелёной, но в некоторых областях короны часто наблюдаются сильные отклонения от этого правила. Области, где интенсивность красной линии аномально велика, Вальдмайер называет «красные области», области, где зелёная линия аномально интенсивна, обозначаются им как «зелёные области». Наконец, изредка им наблюдались области, где интенсивность зелёной линии была особенно сильна. Эти области короны Вальдмайер обозначает как «С»-области.

Последовательно наблюдая корону на протяжении ряда дней, Вальдмайер впервые построил синоптическую карту короны, представленную на рис. 5, *a* и *c*. Густота штриховки соответствует интенсивности корональной линии.

Гелиографические координаты даны в системе Керрингтона. На рис. 5, *b* дана синоптическая карта солнечной фотосферы для этого

времени. На ней чёрные области обозначают пятна, заштрихованные — факельные поля. Вбрасается в глаза ярко выраженная связь между деталями в короне и в фотосфере. Над каждым пятном монохроматическая яркость короны усилена. Однако встречаются яркие области короны, под которыми нет никаких пятен. Отчётливо видна «зелёная область» с координатами  $5^\circ, -55^\circ$  и «красная» — с координатами  $310^\circ, +55^\circ$ . Кроме того, Вальдмайер сопоставляет си-

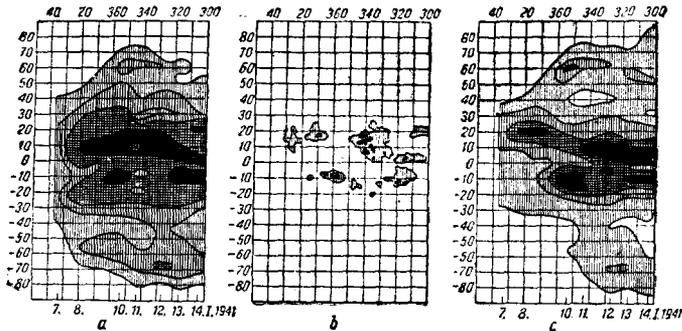


Рис. 5. Синоптические карты солнечной короны: *с* — в свете красной линии  $\lambda = 6374$ , *а* — в свете зелёной линии  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ , *б* — синоптическая карта фотосферы.

ноптические карты короны и хромосферы и находит тесную связь между яркими корональными областями и такими образованиями хромосферы, как яркие флоккулы. Ни в фотосфере, ни в хромосфере не было найдено каких-либо образований, могущих быть связанными со вторичными максимумами интенсивности корональных линий у широты  $\pm 60^\circ$ .

Кроме визуальных наблюдений, Вальдмайер провёл тщательную фотографическую фотометрию короны в свете зелёной линии. Полученные результаты полностью подтверждают визуальные наблюдения. Им был исследован монохроматический градиент яркости во внутренней короне как в случае так называемых корональных лучей, так и для «нормальных» корональных областей. Оказывается, что интенсивность монохроматической радиации спадает по мере удаления от солнечной поверхности быстрее, чем интенсивность «непрерывной» радиации. Закон изменения монохроматической интенсивности с расстоянием  $\rho$  от центра солнечного диска найден в виде  $I = \text{const. } \rho^{-2,4}$  (для коронального луча). Это соотношение справедливо вблизи лимба Солнца. На расстояниях, превышающих  $2'$ , монохроматическая интенсивность пропорциональна «непрерывной», в согласии с результатами Гротриана<sup>5</sup>. Полученные Вальдмайером контуры зелёной линии на различных расстояниях от лимба имеют доплеровский характер. Полуширина этой линии падает от  $0,54 \text{ \AA}$  для расстояния в  $51''$  до  $0,28 \text{ \AA}$  — для расстояния в  $3'38''$ . Соответствующие беспорядоч-

ные скорости излучающей материи убывают от 37 до 19 километров в секунду.

Весьма интересным является вывод Вальдмайера о влиянии упомянутых «С»-областей на геомагнитные возмущения. Оказывается, что в среднем за 6,2 дня до наблюдения «С»-области на западном краю солнечного диска и спустя 7,4 дня после наблюдения этой области на восточном краю на Земле обычно происходит магнитная буря. Это можно объяснить тем, что из «С»-областей вылетают быстрые корпускулы, пролетающие расстояние от Солнца до Земли за 0,6 дня и вызывающие магнитную бурю.

Таким образом, возможно, что «С»-области и являются теми участками Солнца, которые ответственны за геомагнитные возмущения.

Наблюдения солнечного затмения 1936 г. советскими экспедициями, произведённые со стандартными коронографами, расположенными вдоль полосы затмения, положили начало циклу работ по изучению структуры короны и движений в ней. Аналогичные наблюдения были повторены в 1941 и 1945 гг. Обработка материалов наблюдений, произведённая Е. Я. Бугославской<sup>12</sup> и С. К. Всехвятским<sup>13</sup>, дала следующие результаты. Формы деталей короны (в фотографических лучах непрерывного спектра) зависят от деталей солнечной поверхности. Физические характеристики корональных деталей (например, градиент яркости, степень поляризации) зависят от соответствующих деталей нижележащих слоёв солнечной атмосферы. Протуберанцы, как правило, охватываются дугowymi и «шлемовидными» корональными оболочками. Из факелов исходят мощные корональные «лучи». Вблизи пятен эти «лучи» деформируются. Над большими группами пятен могут образовываться оболочки, достигающие до гигантских размеров. Из хромосферы в корону непрерывно выбрасывается материя, которая или диссипирует в короне или падает назад. Изучение движений в солнечной короне (затмение 1936 г.) показало, что смещения лучей в общем удовлетворяют предположению о вращении короны. Однако имеются пекулярные движения. Характер поведения различных деталей короны, по мнению Е. Я. Бугославской, показывает, что на Солнце существует общее магнитное поле, а также местные поля в возбуждённых областях.

Большое значение имеет наблюдение Вальдмайером короны вне затмения 21.IX 1941 г. В этот день произошло полное солнечное затмение, несмотря на условия военного времени успешно наблюдавшееся советскими астрономами, главным образом в Алма-Ата. Бугославская<sup>12</sup> произвела сравнение своих снимков, полученных на стандартном коронографе, с результатами Вальдмайера для этого дня. Сравнение показало:

- 1) Изофоты короны в фотографических лучах непрерывного спектра имеют то же сжатие, что и изофоты для зелёной линии.
- 2) Так же как и у Вальдмайера, изофоты самых внутренних частей короны в фотографических лучах показывают экваториальный минимум.

3) Околополярный вторичный максимум интенсивности зелёной линии соответствует границам полярной короны, как они представляются в фотографических лучах.

4) «Лучевая» структура короны в ярких линиях соответствует «лучевой» структуре в непрерывном спектре.

Эти исследования корональных деталей советскими учёными имеют большое значение для решения ряда проблем. Однако для получения выводов физического характера необходима ещё большая работа по спектрофотометрии корональных деталей.

### § 3. ПРОБЛЕМА «КОРОНИЯ».

Во время затмения 7 августа 1869 г. Юнг, Харкнесс и Локайер независимо обнаружили в спектре короны эмиссионную линию  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ . С тех пор наблюдения во время полных солнечных затмений значительно увеличили список корональных линий.

Лио вне затмения открыл пять линий в красной и инфракрасной части спектра<sup>14</sup>. В настоящее время число эмиссионных линий, несомненно присутствующих в спектре внутренней короны, равно 24. Кроме того, многие исследователи во время различных затмений наблюдали весьма слабые корональные линии. Их длины волн мерялись весьма неуверенно. Более одного раза они не наблюдались. В таблице II длины волн этих линий заключены в скобки.

Таблица II

Корональные линии

$\lambda \text{ \AA}$	$\nu \text{ см}^{-1}$	$I$	$\lambda \text{ \AA}$	$\nu \text{ см}^{-1}$	$I$	$\lambda \text{ \AA}$	$\nu \text{ см}^{-1}$	$I$
3328	30 039	1,0	3855	25 865	—	5116	19 541	4,3
(3359)	29 762	—	(3891)	25 693	—	5302,8	18 853	100
			3986,9	25 075	0,8	5536	18 059	—
3388,1	29 506	16	(4130)	24 206	—	5694	17 557	1,2
			(4131,4)	24 298	—	6374	15 683	8,1
3454,1	28 942	2,3	(4244,8)	23 552	—	6704,8	14 910	5,4
(3461)	28 885	—	4231,4	23 626	2,6	7059,6	14 961	2,2
(3505)	28 522	—	4311,0	23 190	—	7891,9	12 677	13
			4359,0	22 935	< 0,8	8024	12 459	0,5
(3534)	28 288	—	(4398)	22 731	—	10 746,8	9314,4	55
(3601,0)	27 762	2,1	(4412)	22 659	—	10 797,9	9261,0	35
(3626)	27 571	—	(4533,4)	22 054	—			
			4567	21 890	1,2			
(3641)	27 457	—	4586	21 799	—			
3642,9	27 443	—	(4722)	21 172	—			
			(4725)	21 158	—			
(3648)	27 404	—	(4779)	20 919	—			
(3651)	27 382	—	(5073)	19 706	—			
3800,8	26 302	—						

В третьем столбце таблицы II приведены относительные интенсивности корональных линий, причём за 100 принята интенсивность зелёной линии  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ . Указанные интенсивности приведены на основании результатов Гротриана<sup>5</sup> и Лио<sup>15</sup>.

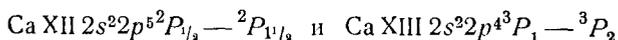
Эти данные редуцированы в единую систему Эдленом. Необходимо указать, что приведённые относительные интенсивности могут быть рассматриваемы только как средние, так как они в разных областях короны и в разное время могут принимать совершенно другие значения (см. выше).

Замечательной особенностью корональных линий было то обстоятельство, что до недавнего времени они не были отождествлены. Между тем работ в этом направлении было очень много. Приводим в хронологическом порядке основные попытки отождествить корональные линии<sup>16</sup>: гипотетический элемент «короний» (1911), дважды ионизированный кальций (1922), аргон (1929), атомный раман-эффект (1930), кислород (1931—1933), дважды возбуждённый гелий (1930, 1933—1935), водородные молекулы (1932), отрицательные ионы (1934), запрещённые линии N II, запрещённые линии Fe II (1938) и Fe III (1938).

Так как почти все разрешённые линии атомов и ионов (мы имеем в виду два первых состояния ионизации) были к тому времени получены в лабораториях, можно было предположить, что корональные линии связаны с какими-то запрещёнными переходами. Но линии, связанные с этими переходами, бывают, как известно, весьма узкими, между тем корональные линии обладают сравнительно большой полушириной (см. выше).

В 1939 г. Гротриан<sup>17</sup> показал, что переходы между компонентами мультиплетов  $\text{Fe X } 3s^2 3p^5 2P_{1/2} - 2P_{3/2}$  и  $\text{Fe XI } 3s^2 3p^4 3P_1 - 3P_2$ , в пределах экспериментальных ошибок, должны дать линии, по длине волны совпадающие с двумя корональными линиями, соответственно  $\lambda = 6374 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 7892 \text{ \AA}$ . Спектры этих ионов были получены экспериментально Эдленом в искровом разряде с помощью вакуум-спектрографа конструкции Зигбана<sup>18</sup>. Этот спектрограф позволяет регистрировать излучение с длиной волны  $\lambda < 200 \text{ \AA}$ . Дисперсия его порядка  $0,3 - 0,5 \text{ \AA/мм}$ , разрешающая способность  $0,01 \text{ \AA}$ . Помещаем полностью экспериментальные данные, приведшие Гротриана к указанному отождествлению (см. табл. III).

Эдлен, на основании имеющихся у него неопубликованных данных о спектрах в высокой степени ионизированных ионов, нашёл ещё два прямых совпадения переходов:



со слабыми корональными линиями  $\lambda = 3328 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 4086 \text{ \AA}$  соответственно.

Так как эти разности термов определяются по измеренным линиям весьма малой длины волны, то они получаются сравнительно неточ-

Таблица III

Fe X $3s^23p^5 - 3s^23p^4s$	$\lambda$ Å	$\nu$ см <sup>-1</sup>	Разность термов	$\nu$ короны
${}^2P_{1\frac{1}{2}} - {}^2P_{\frac{1}{2}}$	95,338	1 048 900	15 714	
${}^2P_{\frac{1}{2}} - {}^2P_{\frac{1}{2}}$	96,788	1 033 186		
${}^2P_{1\frac{1}{2}} - {}^2P_{1\frac{1}{2}}$	96,122	1 040 345	15 660	
${}^2P_{\frac{1}{2}} - {}^2P_{1\frac{1}{2}}$	97,591	1 024 685	15 687	15 683
<hr/>				
Fe XI $3s^23p^4 - 3s^23p^34s$				
${}^8P_2 - {}^8D_2$	87,025	1 149 095	12 667	
${}^8P_1 - {}^8D_2$	87,995	1 136 428		
${}^8P_2 - {}^8S_1$	89,185	1 121 265	12 679	
${}^8P_1 - {}^8S_1$	90,205	1 108 586	12 673	12 668

ными. Поэтому Эдлен проделал кропотливую работу по более точному получению указанных разностей термов путём экстраполяции величины расщепления в мультиплетах различных изоэлектронных последовательностей<sup>19</sup>. Эти последовательности включали в себе ионы железа от Fe X до Fe XIV. Соответствующие основные конфигурации этих ионов суть:  $3s^23p^5$  (Fe X),  $3s^23p^4$  (Fe XI),  $3s^23p^2$  (Fe XIII) и  $3s^23p$  (Fe XIV). Конфигурация  $3s^23p^3$  (Fe XII) не рассматривалась по соображениям, о которых речь будет ниже. В случае конфигураций  $3s^23p^5$  и  $3s^23p$  экстраполяция выполняется сравнительно легко. Здесь основное состояние — дублет  ${}^2P_{1\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}$  и расщепление его  $\Delta\nu$  изменяется в изоэлектронных последовательностях CII, AII...Fe X... и AlI, SiII, ..., Fe XIV, ..., согласно формуле Ландэ

$$\Delta\nu = \frac{R\alpha^2(Z\sigma)^4}{n^3l(l+1)}, \quad (7)$$

где  $R$  — постоянная Ридберга,  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $n$  и  $l$  — квантовые числа,  $Z$  — порядковый номер элемента,  $\sigma$  — параметр экранирования, мало меняющийся вдоль изоэлектронной последовательности.

Достаточно точные экспериментальные данные для  $\Delta\nu$  в случае ряда  $3s^23p$  имеются вплоть до Sc IX, а в случае  $3s^23p^5$  — вплоть до V VII. Опираясь на эти данные, с помощью соотношения (7)

Эдлен уверенно нашёл ещё три совпадения: Fe XIV  $3s^23p^2P_{1/2} - {}^2P_{1/2}$  — с корональной линией  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ , тот же переход у Ni XVI даёт совпадение с линией  $\lambda = 3601 \text{ \AA}$ , Ni XII  $3s^23p^3P_{1/2} - {}^2P_{1/2}$  совпадает с корональной линией  $\lambda = 4231 \text{ \AA}$ .

В случае последовательностей  $3s^23p^2$  и  $3s^23p^4$  проблема экстраполяции является гораздо более сложной. Здесь уровни основной конфигурации располагаются в следующем порядке:  ${}^3P_0, {}^3P_1, {}^3P_2, {}^1D_2, {}^1S_0$  и соответственно:  ${}^3P_2, {}^3P_1, {}^3P_0, {}^1D_2, {}^1S_0$ . Причина указанной трудности состоит в том, что в ряду этих изоэлектронных последовательностей происходит постепенный переход от рессел-саундерсовской связи LS к  $j-j$  связи. Поэтому основные спектральные закономерности в этой области определяются теорией промежуточной связи, разработанной в сравнительно недавнее время трудами Гаудсмита, Шортли и Робинсона (см., например, монографию Шортли и Кондона<sup>20</sup>). Согласно этой теории энергия каждого компонента мультиплета определяется основным параметром связи  $\chi = \frac{\zeta}{5F_2}$ , где  $\zeta$  — энергия взаимодействия, спин—орбита, а  $F_2$  — энергия электростатического взаимодействия. Например, в случае конфигурации  $3s^23p^4$  разность термов

$${}^1D_2 - {}^3P_1 = 5F_2 \left( \frac{3}{5} - \frac{3}{4}\chi + \sqrt{\frac{9}{25} + \frac{3}{10}\chi + \frac{9}{16}\chi^2} \right).$$

В случае LS-связи  $\chi \rightarrow 0$ . Оказывается, что величины  $\chi$ ,  $F_2$  и  $\zeta$  меняются с  $Z$  весьма регулярно (в отличие от  $\Delta\nu$ ), и поэтому они удобны для экстраполяции. Вплоть до элементов V VIII ( $3s^23p^4$ ) и Sc VIII ( $3s^23p^2$ ) указанные величины были получены из экспериментальных данных согласно измеренным отношениям

$$R_c = \frac{{}^3P_2 - {}^3P_0}{{}^1D_2 - {}^3P_2} \quad \text{и} \quad R_L = \frac{{}^3P_2 - {}^3P_1}{{}^3P_1 - {}^3P_0}$$

и теории промежуточной связи.

Далее  $\chi$ ,  $F_2$  и  $\zeta$  экстраполировались, причём  $F_2 \sim Z$ , а  $\zeta \sim (Z - \sigma)^4$ .

В результате этой работы удалось отождествить ряд корональных линий. Переход Fe XIII  $3s^23p^2P_2 - {}^3P_1$  соответствует корональной линии  $\lambda = 10747 \text{ \AA}$ . Переход  ${}^3P_1 - {}^3P_0$  того же иона даёт линию  $\lambda = 10798 \text{ \AA}$ . Соответствующие переходы у Ni XV дают линии  $\lambda = 8024 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 6702 \text{ \AA}$ . Наконец, переход Fe XIII  $3s^23p^2D_2 - {}^3P_2$  отождествляется с интенсивной корональной линией  $\lambda = 3388 \text{ \AA}$ . Для конфигурации  $3s^23p^4$  получаются следующие совпадения: Fe XI  $3s^23p^4D_2 - {}^3P_0 \rightarrow$  корональная линия  $\lambda = 3987 \text{ \AA}$ , Fe XI  $3s^23p^4P_1 - {}^3P_2 \rightarrow \lambda = 7892 \text{ \AA}$ . Соответствующие переходы для никеля дают совпадения с корональными линиями  $\lambda = 3643 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 5116 \text{ \AA}$ . Процедура экстраполяции и отождествления становится наглядной при рассмотрении прилагаемого графика (рис. 6).

Коль скоро Эдлену удалось отождествить 13 линий, принадлежащих ионам Fe X, Fe XI, Fe XIII, Fe XIV и изоэлектронным ионам Ni, возникает вопрос, могут ли существовать в спектре короны линии, принадлежащие другим состояниям ионизации Fe и Ni? В связи

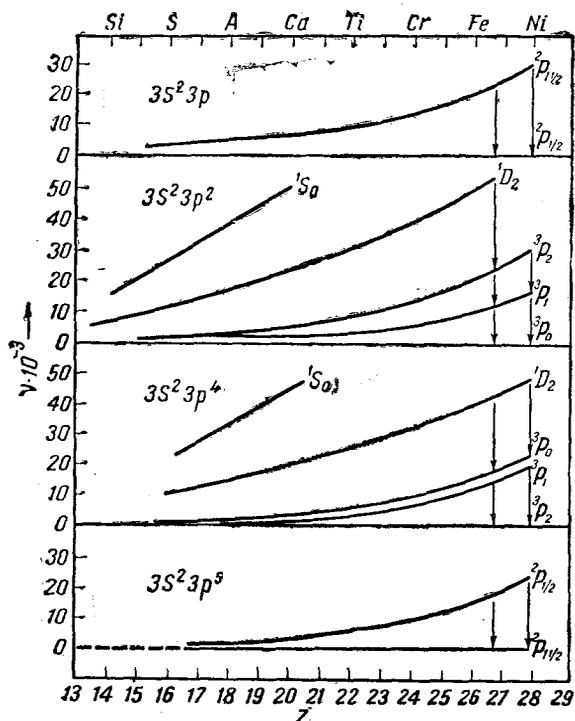


Рис. 6. Мультиплетные расщепления для различных изоэлектронных последовательностей. Стрелками обозначены найденные Эдленом совпадения.

с этим Эдлен замечает, что линии Fe VII присутствуют в спектрах некоторых новых звезд. Так как этих линий в спектре короны не обнаружено, он делает вывод, что из-за господствующих в последней условий ионизации нельзя ожидать в спектре короны линий ионов Fe VI, Fe III, Fe IV, Fe II. Аналогично обстоит дело с низшими состояниями

ионизации никеля. Для Fe VIII и Ni X расщепление основного термина  $^2D$  очень мало, так что соответствующий переход даёт линию весьма большой длины волны. У Fe IX и Ni XI основное состояние — синглетное.

Хотя Fe XII и Ni XIV несомненно присутствуют в короне, линии их не могут быть наблюдаемы. Это следует из прилагаемой схемы термов этой конфигурации, заимствованной у Свингса<sup>21</sup> (рис. 7).

Основная конфигурация Fe XV, Fe XVI и Fe XVII и соответствующих ионов Ni — синглетная. Что касается более высоких состояний ионизации, то нужно заметить следующее. При переходе от Fe XVII к Fe XVIII «срывается» L-оболочка Fe, и резко возрастает потенциал ионизации. Следовательно, ионов Fe XVIII в короне будет крайне мало. Разумеется, аналогичные соображения применимы также и к ионам Ni.

Исследуя следующую, вторую, конфигурацию Fe XV  $3s3p$ , Эдлен нашёл здесь два метастабильных подуровня  $^3P_0$  и  $^3P_2$ . Запрещённый

переход  ${}^3P_2 \rightarrow {}^3P_1$  даёт линию, хорошо совпадающую по длине волны с корональной линией  $\lambda = 7059 \text{ \AA}$ . Правда, в этом случае потенциал возбуждения исходного уровня необычайно велик (31,9 вольта), но из-за господствующих в короне условий это обстоятельство не приводит к трудностям. Девять метастабильных уровней имеются во второй конфигурации Fe IX и Ni XI —  $3s^23p^53d$  с потенциалом возбуждения порядка 50 V. Возможно, что переходы между ними могут объяснить некоторые слабые, ещё не отождествлённые корональные линии. Пока соответствующими точными данными спектроскопия не располагает.

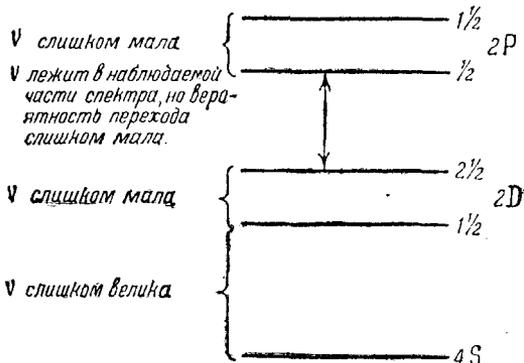


Рис. 7. Схема подуровней основной конфигурации Fe XII и Ni XIV.

Возникает естественный вопрос, почему в конфигурации  $3s^23p^k$  ответственными за излучение корональных линий являются только ионы Fe и Ni. Ведь ясно, что, например, соответствующие линиям Fe и Ni линии Co, как правило, лежат в доступной части спектра. Согласно Эдлену это объясняется тем, что относительное количество Co и других, «соседних» с Co, элементов в короне мало. Эдлен полагает, что относительное обилие элементов в короне такое же, как и у других космических объектов, в частности метеоритов. Для последних Гольдшмидт<sup>22</sup> приводит следующие данные (см. таблицу IV):

Таблица IV

Z	Элемент	$\frac{n}{n_{Fe}} \cdot 100$	Z	Элемент	$\frac{n}{n_{Fe}} \cdot 100$
11	Na	5,0	18	A	?
12	Mg	98	19	K	0,77
13	Al	9,9	20	Ca	6,4
14	Si	112	22	Ti	0,53
15	P	0,65	24	Cr	1,27
16	S	12,8	25	Mn	0,74
17	Cl	0,6	26	Fe	100
			27	Co	0,39
			28	Ni	5,2

Сделав указанное предположение, Эдлен теоретически вычисляет интенсивность некоторых линий, которые могли бы быть наблюдаемы

в короне (за 100 попрежнему принята интенсивность зелёной линии  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ ). О методике расчёта — речь ниже. Как видно из табли-

Таблица V

Переход	$\lambda$	$I$
Co XV $^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$	4349 $\text{\AA}$	0,4
Mn XIII $^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$	6539	0,7
S XII $^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$	7536	2
Cr XII $^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$	8159	0,6
Co XIV $^3P_1 - ^3P_0$	8448	0,3

цы V, все эти линии находятся на грани видимости (их интенсивности — порядка интенсивностей самых слабых линий короны).

В связи с этим укажем, что индийский исследователь Кунду ошибочно отождествил корональную линию  $\lambda = 4359 \text{ \AA}$  с линией Co XV  $^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$ <sup>23</sup>. Ошибка у него произошла из-за того, что соответствующая экстраполяция была им сделана без должной аккуратности.

Так как в самом начале своей работы Эдлен отождествил две корональные линии с некоторыми переходами ионов Ca XII и Ca XIII, надлежало провести исследование конфигураций  $2s^22p^k$ , к которым относятся упомянутые ионы.

Процедура экстраполяции здесь, в основном, аналогична случаю  $3s^23p^k$  конфигурации.

Кроме вышеуказанных, найдены ещё следующие совпадения: переход AX  $2s^22p^5^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$  соответствует корональной линии  $\lambda = 5536 \text{ \AA}$ , переход AXIV  $2s^22p^2P_{1/2} - ^2P_{1/2}$  соответствует линии  $\lambda = 4359 \text{ \AA}$  (которую ошибочно отождествил Кунду). Однако отождествление этой линии Эдлен считает несколько сомнительным. Переход Ca XV  $2s^22p^3$  соответствует линии  $\lambda = 5694 \text{ \AA}$ . Так как ионизационный потенциал Ca XV аномально велик (812 вольт), Эдлен считает это отождествление также сомнительным. В отдельных областях короны согласно Лио<sup>9</sup> интенсивность этой линии, обычно составляющая один процент от интенсивности линии  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ , временами превосходит интенсивность последней. Возможно, это служит указанием на аномальное состояние ионизации в этих корональных областях.

Таким образом, всего Эдленом отождествлено 19 линий из 24, присутствие которых в короне установлено с несомненностью.

Выдающейся заслугой Эдлена является, кроме отождествления корональных линий, также вычисление их вероятностей переходов и построение предварительной теории интенсивностей корональных линий<sup>19</sup>.

Так как корональные линии запрещены правилом Лапорта, надлежало вычислить вероятности переходов в случае магнитно-дипольного и квадрупольного излучения. Обозначим эти вероятности соответственно через  $A_m$  и  $A_q$ .

Известно, что  $A_m$  и  $A_q$  существуют лишь при переходах между двумя чётными или двумя нечётными термами. Кроме того, имеются ещё следующие правила отбора: для  $A_m \Delta J = 0, \pm 1$  (за исключением  $0 \rightarrow 0$ ), для  $A_q \Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$  (за исключением  $0 \rightarrow 0, 1/2 \rightarrow 1/2, 0 \rightarrow 1$ ).

Согласно Шортли<sup>24</sup> и Пастернаку<sup>25</sup>

$$A_m = 2,70 \cdot 10^{-11} \frac{S_m \cdot \nu^3}{2J+1} \text{ сек}^{-1}, \quad (8)$$

$$A_q = 1,68 \cdot 10^{-22} \frac{S_q \cdot \nu^5}{2J+1} \text{ сек}^{-1}. \quad (8')$$

$A_m$  определяется только магнитными моментами ионов. Для  $LS$ -связи (переходы  ${}^2P_{1/2, 3/2}$  конфигураций  $3s^23p$  и  $3s^23p^5$ )

$$S_m = \frac{[J^2 - (L - S)^2][(S + L + 1)^2 - J^2]}{4J},$$

где в данном случае  $J = 1\frac{1}{2}$ ,  $S = \frac{1}{2}$ ,  $L = 1$ . Для конфигураций  $p^2, p^3, p^4$ , очевидно, нужно пользоваться теорией промежуточной связи. На основании этой теории, Шортли, Беккер, Аллер и Мензел вычислили величины  $S_m$  как функции параметра промежуточной связи  $\chi$ <sup>26</sup>. Эдлен для вычисления  $A_m$  пользуется этими исследованиями. Величину  $S_q$  можно представить в виде:  $S_q = C_q \cdot S_q^2$ , где  $C_q$  затабулировано в указанной работе<sup>26</sup>.  $S_q$  определяется радиальными собственными функциями соответствующих ионов. Пастернак<sup>25</sup> вычислил  $S_q^2$  в случае водородоподобных собственных функций:

$$S_q(nl) = \frac{n^2(5n^2 + 1 - 3l^2 - 3l)}{5(Z - \sigma_{nl})^2}.$$

Величина  $(Z - \sigma_{nl})$  исключается Эдленом с помощью соотношения:  $F_2 = 315,9(Z - \sigma_{3p})$  (этим соотношением он пользовался при экстраполяции величин  $F_2$ , см. выше). Окончательно, для конфигураций  $3s^23p^2$  и  $3s^23p^4$  получается:

$$A_q = \frac{5,4 \cdot 10^{-6} C_q \cdot \nu^5}{(2J+1) \cdot F_2^4} \text{ сек}^{-1}, \quad (8'')$$

следовательно, зная  $F_2$  и  $\chi$  (которым определяется  $C_q$ ), можно для каждого перехода найти  $A_q$ .

Во всех случаях, когда  $A_m$  существует, она подавляюще превосходит  $A_q$ .  $A_m$  для различных переходов меняется от немногих единиц до нескольких сот обратных секунд. Известно, что для разрешённых переходов в видимой части спектра  $A_{ik}$  порядка  $10^8 \text{ сек}^{-1}$ . С другой стороны, вероятность перехода для небулярной линии O III, согласно Пастернаку<sup>25</sup>, равна  $10^{-7} \text{ сек}^{-1}$ . Таким образом, по «степени запре-

щённости» корональные линии занимают как бы промежуточное положение между разрешёнными и небулярными линиями. Заметим, что независимо от Эдлена китайский исследователь Кун-Хуанг вычислил вероятности перехода корональных линий<sup>27</sup>. Его результаты находятся в прекрасном согласии с эдленовскими — во всех случаях (кроме одного) совпадают три значащих цифры!

Излучение единицы объёма за единицу времени в некоторой запрещённой линии определяется соотношением

$$E = \frac{\eta \cdot \nu \cdot A_1}{A_1 + A_2 + \dots + B + C} \frac{эрг}{сек \cdot см^3}, \quad (9)$$

где  $\eta$  пропорционально числу возбуждений исходного уровня в единице объёма за единицу времени,  $A_1$  — вероятность перехода для данной линии,  $A_1$ ,  $A_2$  и т. д. суть вероятности переходов с данного уровня на нижележащие,  $B$  — вероятность ударов второго рода, разрушающих метастабильное состояние,  $C$  — вероятность поглощения радиации, при котором ион переходит в «вышележащее» состояние.  $C$  должно быть весьма мало, так как ближайшее состояние  $3s3p^{k+1}$ , комбинирующее с основным состоянием  $3s^23p^k$ , соответствует излучению с длиной волны порядка  $400 \text{ \AA}$  (для ионов Fe), а в этой области спектра радиация солнечной фотосферы ничтожно мала. Роль ударов второго рода Эдлен оценивает при помощи следующего изыскания приёма.

Если бы  $B$  было много больше  $\sum A_i$ , то в стационарном состоянии «населённость» различных уровней какого-нибудь иона определялась бы формулой Больцмана, причём параметр  $T$  этой формулы совпадал бы с электронной температурой короны  $T_e$ , которая весьма велика — порядка сотен тысяч градусов. Поэтому экспонента, входящая в формулу Больцмана, мало отличалась бы от единицы; следовательно, интенсивности различных линий, принадлежащих данному иону, были бы пропорциональны величине  $(2J+1) \cdot A \cdot \nu$ . Например, в случае Fe XIII интенсивности, определяемые переходами  $^1D_2 - ^3P_2$ ,  $^3P_2 - ^3P_1$ ,  $^3P_1 - ^3P_0$ , относились бы как 128:4,6:3,9, между тем как действительное отношение интенсивностей соответствующих линий равно 16:35:55. Последние величины, очевидно, ничего общего не имеют с первыми, что и доказывает незначительность роли ударов второго рода в свечении корональных ионов.

За механизм возбуждения исходных уровней корональных ионов Эдлен, по аналогии с планетарными туманностями, принимает электронный удар. Однако он замечает, что так как вероятности переходов у корональных линий на 7—8 порядков больше, чем у небулярных, а электронная концентрация на 4 порядка больше (во внутренней короне  $N_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ , а в типичных туманностях  $N_e \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$ ), то возбуждение исходных уровней поглощением радиации фотосферы может играть некоторую роль. Кун-Хуанг<sup>27</sup> показал, что в большинстве случаев второй механизм возбуждения

(радиация) несущественен по сравнению с первым. Эффективное сечение возбуждения корональных ионов электронным ударом, строго говоря, неизвестно. Здесь имеет место возбуждение медленными (термическими) электронами; но, как известно, в этом случае борновское приближение не годится, а точные теоретические расчёты исключительно сложны. За неимением лучшего Эдлен пользуется выражением для эффективных сечений возбуждения небулярных линий O III (конфигурация  $2s^2 2p^2$ ), полученным Хейббом и Мензелом методом парциальных сечений<sup>28</sup>. Тогда число возбуждений некоторого уровня в единице объёма за единицу времени будет равно:

$$\bar{n}_l = \frac{8,54 \cdot 10^{-6}}{T_e^{1/2}} \cdot N_e \cdot \Omega' \cdot (2J + 1) e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}, \quad (10)$$

где  $\Omega'$  — безразмерный параметр порядка единицы.

Разумеется, это произвольное допущение является сравнительно слабым местом теории, хотя Кун-Хуанг<sup>27</sup> показал, что оно, повидному, удовлетворительно описывает явления в короне.

При помощи формулы (10) Эдлен показал, что наблюдаемые отношения интенсивностей корональных линий можно объяснить, если принять, что относительное содержание железа и никеля в короне такое же, как и у метеоритов, а  $T_e$  весьма велика, порядка 250 000 — 400 000°.

Приводим окончательную таблицу основных характеристик отождествлённых линий по Эдлену

Таблица VI

$\lambda$ в Å	Интенсивность (по Гротриану)	Интенсивность (по Лио)	Переход	$A_m$ сек <sup>-1</sup>	E. P. вольт	I. P. вольт
3328	1,0	—	Ca XII $2s^2 2p^5 \ ^3P_{1/2} - \ ^2P_{1/2}$	488	3,72	589
3388	16	—	Fe XIII $3s^2 3p^2 \ ^1D_2 - \ ^3P_2$	87	5,96	325
3601,0	2,1	—	Ni XVI $3s^2 3p \ ^2P_{1/2} - \ ^2P_{1/2}$	193	3,44	455
3642,9	—	—	Ni XIII $3s^2 3p^4 \ ^1D_2 - \ ^3P_1$	18	5,82	350
3985,9	0,7	—	Fe XI $3s^2 3p^4 \ ^1D_2 - \ ^3P_1$	9,5	4,68	261
4086,3	1,0	—	Ca XIII $2s^2 2p^4 \ ^3P_1 - \ ^3P_2$	319	3,03	655
4231,4	2,6	—	Ni XII $3s^2 3p^5 \ ^2P_{1/2} - \ ^2P_{1/2}$	237	2,93	318
4359	—	—	?A XIV $2s^2 2p \ ^2P_{1/2} - \ ^2P_{1/2}$	108	2,84	682
5116,03	4,3	2,2	Ni XIII $3s^2 3p^4 \ ^3P_1 - \ ^3P_2$	157	2,42	350
5302,86	100	100	Fe XIV $3s^2 3p \ ^2P_{1/2} - \ ^2P_{1/2}$	60	2,34	355
5536	—	—	A X $2s^2 2p^5 \ ^2P_{1/2} - \ ^2P_{1/2}$	106	2,24	421
5694,42	—	1,2	?Ca XV $2s^2 2p^2 \ ^3P_1 - \ ^3P_0$	95	2,18	814
6374,51	8,1	18	Fe X $3s^2 3p^5 \ ^2P_{1/2} - \ ^2P_{1/2}$	69	1,94	233
6701,83	5,4	2,0	Ni XV $3s^2 3p^2 \ ^3P_1 - \ ^3P_0$	57	1,85	422
7059,62	—	2,2	Fe XV $3s \ 3p \ ^3P_2 - \ ^3P_1$	—	31,7	390
7891,94	—	13	Fe XI $3s^2 3p^4 \ ^3P_1 - \ ^3P_2$	44	1,57	261
8024,21	—	0,5	Ni XV $3s^2 3p^2 \ ^3P_2 - \ ^3P_1$	22	3,39	422
10 746,80	—	55	Fe XIII $3s^2 3p^2 \ ^3P_1 - \ ^3P_0$	14	1,15	325
10 797,95	—	35	Fe XIII $3s^2 3p^2 \ ^3P_2 - \ ^3P_1$	9,7	2,30	325

Примечание. E. P. — потенциал возбуждения; I. P. — потенциал ионизации (относится к предшествующей стадии ионизации).

## § 4. О ХИМИЧЕСКОМ СОСТАВЕ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ.

В результате целого ряда исследований поверхностной яркости короны, завершившихся работой Баумбаха, были получены значения концентрации свободных электронов короны как функции координат. Во внутренней короне, как мы видели,  $N_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ .

С точки зрения физика корона должна представлять собой идеальную плазму. Условие квазинейтральности  $N_e = N_i$  должно в ней соблюдаться с высокой степенью точности, так как размеры короны исключительно велики. Достаточно одного некомпенсированного элементарного заряда на  $10^{10}$  компенсированных, чтобы образовавшийся объёмный заряд не мог ускользнуть от наблюдений. Какова же природа ионов, компенсирующих отрицательный заряд, обусловленный корональными электронами? Могут ли быть ими рассматривавшиеся выше ионы Fe, Ni и т. д.? Этому вопросу посвящены две работы — Кун-Хуанга<sup>27</sup> и И. С. Шкловского<sup>29</sup>. Дело сводится к определению концентрации корональных ионов по наблюдаемым абсолютным интенсивностям корональных линий.

Приводим основные моменты работы Кун-Хуанга. Согласно Вальдмайеру<sup>11</sup>, интенсивность линии  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$  на расстоянии  $42''$  от солнечного края равна интенсивности соответствующего спектрального участка центра Солнца шириной в  $\delta\lambda = 6,75 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$ , т. е. равна

$$\frac{2hC^2 \cdot \delta\lambda}{\lambda^5 \left( e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)} \quad (T = 6000^\circ).$$

Тогда, очевидно, общее число фотонов, излучённых колонной, единичного сечения (ось этой колонны совпадает с лучом зрения) на указанном расстоянии от края Солнца будет равно

$$N = \frac{\delta\lambda \cdot 2hC^2 \cdot 4\pi}{\lambda^5 \cdot h\nu \left( e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)} = 7,1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}.$$

Разделив  $N$  на вероятность перехода для зелёной линии  $A = 60 \text{ сек}^{-1}$ , получим число ионов Fe XIV в исходном состоянии  ${}^2P_{1/2}$ , находящихся в этой колонне.

Для того чтобы перейти к объёмной концентрации ионов Fe XIV, Кун-Хуанг пользуется наблюдениями Гротриана<sup>5</sup>, согласно которым интенсивность корональных линий изменяется с расстоянием пропорционально интенсивности непрерывного излучения короны. Для интенсивности этого излучения Кун-Хуанг применяет закон Тернера  $I = \text{const} \cdot \rho^{-6}$ , где  $\rho$  — расстояние от центра солнечного диска. Полагая теперь  $N_i = \frac{C'}{r^n}$  (где  $N_i$  — концентрация ионов Fe XIV в со-

стоянии  ${}^2P_{1/2}$ ), будем иметь:

$$\frac{N}{A} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{C' \cdot d(\rho \operatorname{tg} \theta)}{\rho^n \sec^n \theta} = \frac{2 \cdot C'}{\rho^{n-1}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sec^{2-n} \theta d\theta = \frac{16}{15} \frac{C'}{\rho^{n-1}}.$$

Отсюда ясно, что  $n=7$  и  $C' = \frac{N}{A} \frac{15}{16} \rho^{n-1}$ , где  $\rho = 7,26 \cdot 10^{10}$  см (это соответствует угловому расстоянию в  $42''$ ).

Зная интенсивности корональных линий относительно линии  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ , Кун-Хуанг определяет концентрации соответствующих

корональных ионов в исходных состояниях. Чтобы перейти к концентрациям этих ионов в основных состояниях, Кун-Хуанг поступает следующим образом. Полученные три значения концентрации ионов Fe XIII в состояниях  ${}^1D_2$ ,  ${}^3P_1$  и  ${}^3P_2$  Кун-Хуанг хочет представить формулой Больцмана. Оказывается, что для этого нужно, чтобы температура электронов  $T_e$  была бы равна  $20000^\circ \text{C}$  «полученной» таким образом температурой он определяет концентрации в всех ионов в основном состоянии, пользуясь формулой Больцмана. Очевидно, в этой части своей работы Кун-Хуанг совершил грубую ошибку. Уже Эдлен, анализируя роль ударов второго рода в свечении корональных ионов, показал, что

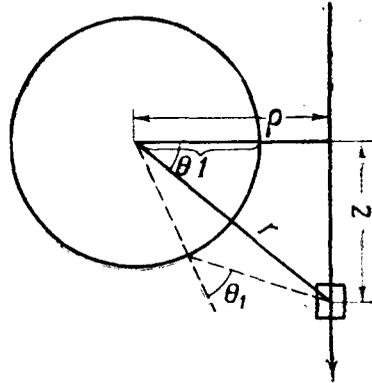


Рис. 8.

нельзя представить «населённости» возбуждённых уровней корональных ионов формулой Больцмана. Полученные Кун-Хуангом значения концентрации ионов в основных состояниях являются поэтому неверными.

В работе Шкловского непосредственно определяется концентрация корональных ионов в основном состоянии. Излучение единицы объёма короны в некоторой

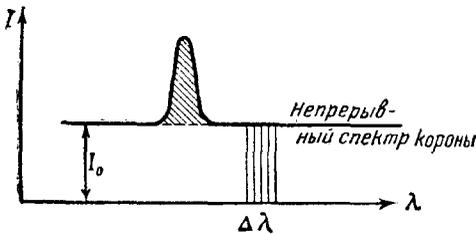


Рис. 9. Эквивалентная ширина корональной линии (по Гротриану).  $I_0$  — интенсивность непрерывного спектра короны в окрестностях линии.

линии определяется формулой (9). С другой стороны, Гротриан выражал интенсивности корональных линий в эквивалентных ширинах непрерывного спектра короны (см. рис. 9).

Так как, согласно Гротриану, интенсивность монохроматической радиации короны пропорциональна интенсивности непрерывной радиации её (обусловленной томсоновским рассеянием), то для единицы объёма короны можно написать [см. формулы (9) и (10)]

$$E_{\lambda} = \frac{\eta \cdot \nu \cdot A_1}{A_1 + A_2 + \dots + B + C} = \frac{8 \cdot 54 \cdot 10^{-6} N_e \Omega' \cdot (2J+1) e^{\frac{h\nu}{kT_e}} \cdot N_i}{T_e^{1/2} (\sum A_i + B + C)} = \Delta\lambda \cdot \sigma \cdot N_e \cdot \int I d\omega, \quad (11)$$

где  $\sigma$  — коэффициент томсоновского рассеяния. Интегрирование распространяется по всем телесным углам.  $I_{\omega}$  — интенсивность излучения солнечной фотосферы в направлении соответствующего телесного угла  $\omega$ . Эквивалентные ширины  $\Delta\lambda$ , полученные Гротрианом, меняются в пределах от 27,5 Å ( $\lambda = 5303$  Å) до 0,3 Å ( $\lambda = 4087$  Å). Для расстояния от центра Солнца (входящего в выражение  $\int I d\omega$ ) принято значение  $r = 1,1R_{\odot}$ .

Приводим таблицу значений  $N_i$ , полученных из формулы (11).

Таблица VII

ион	$\lambda$ в Å	$E_{\lambda} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{сек}}$	$N_i \text{ см}^{-3}$
Fe X	6374	$1,3 \cdot 10^{-10}$	13
Fe XI	{ 7892 3986	$1,7 \cdot 10^{-10}$	15 5,4
Fe XIII	{ 10747	$6,3 \cdot 10^{-10}$	37
Fe XIV	{ 10798 3388	$4,0 \cdot 10^{-10}$ $1,8 \cdot 10^{-10}$	40 20
Ni XII	5303	$1,2 \cdot 10^{-10}$	105,0
Ni XIII	4231	$4 \cdot 10^{-11}$	4,5
Ni XV	5116	$5,2 \cdot 10^{-11}$	4,6
Ni XVI	5702	$4,3 \cdot 10^{-11}$	2,6
	3601	$6,2 \cdot 10^{-11}$	1,8

Как видно из этой таблицы, относительное количество Ni и Fe в короне, примерно, такое же, как и в метеоритах. Значения  $N_i$  какого-нибудь иона, определяемые по разным, ему принадлежащим линиям, заметно отличаются друг от друга. Повидимому, главная причина здесь в неточности формулы Мензела-Хейбба (10). Данные таблицы VII нужно понимать как величины, усреднённые в пространстве и во времени, так как корона не является, вообще говоря, статическим образованием.

Во всяком случае, концентрация ионов Fe и Ni в короне оказывается совершенно недостаточной, чтобы нейтрализовать корональные электроны. Отношение концентрации свободных электронов

и концентрации железа в короне порядка  $10^5$ , в то время как в солнечной атмосфере согласно Штремгрену<sup>30</sup> отношение концентрации водорода к железу порядка  $10^4$ . То же, примерно, значение получил Унзольд из анализа атмосферы звезды  $\tau$  Скорпиона<sup>31</sup>. Естественно поэтому принять, что ионами, нейтрализующими корональные электроны, являются протоны. При этом, однако, возникает трудность, так как эмиссионных линий серии Бальмера в короне не наблюдают. Эти линии должны возникать при рекомбинациях электронов на возбуждённые уровни и последующих каскадных переходах в основное состояние. Приняв, что концентрация протонов  $N_i = N_e$ , Шкловский<sup>29</sup> вычислил эквивалентную ширину различных линий серии Бальмера как функцию  $T_e$  и расстояния от центра солнечного диска  $\rho$ . Оказывается, что если бы  $T_e = 20\,000^\circ$ , линия  $H_\beta$  имела бы эквивалентную ширину  $\Delta\lambda = 6,9 \text{ \AA}$  и, безусловно, была бы наблюдаема. Даже при  $T_e = 320\,000^\circ$  её  $\Delta\lambda = 0,3 \text{ \AA}$  — такая же, как и у слабых корональных линий в этой области спектра. Однако по этому поводу надо заметить следующее. Как показали Вальдмайер<sup>11</sup> и Лио<sup>32</sup> (см. выше), эмиссионные линии короны имеют контуры, определяемые эффектом Допплера. Если соответствующие скорости будут термической (а не турбулентной) природы, то ясно, что водородные линии будут иметь полуширину в  $\sqrt{\frac{M_{\text{Fe}}}{M_{\text{H}}}} \approx 7$  раз большую, чем линии железа. Такие широкие линии, если они слабы (т. е. если  $\Delta\lambda$  мала), могут ускользнуть от наблюдений.

Очевидно, то обстоятельство, что бальмеровские линии в короне не наблюдаются, является новым, независимым подтверждением существования в короне весьма высокой (порядка сотен тысяч градусов) электронной температуры.

Что касается таких распространённых элементов, как He, C, N, O и т. д., то, как указал Эдлен<sup>19</sup>, при тех условиях, которые имеются в короне, они не могут дать линий как запрещённых, так и разрешённых. Резюмируя, следует сказать, что химический состав короны, повидимому, не особенно сильно отличается от состава нижележащих слоёв солнечной атмосферы, метеоритов, туманностей и большинства других космических объектов.

## § 5. ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНОЙ ВЕСЬМА ЖЁСТКОЙ РАДИАЦИИ И РАДИОВОЛН.

Необходимым следствием эдленовского отождествления корональных линий должно быть наличие в спектре короны весьма жёсткой радиации. Этому вопросу посвящена работа И. С. Шкловского<sup>33</sup>. Существование указанной радиации можно доказать из следующих соображений. Корональная линия  $\lambda = 7059 \text{ \AA}$  излучается при переходах между подуровнями второго квантового состояния иона Fe XV (см. выше). Основное состояние этого иона — синглет  $3s^2S_0$ . Второе

состояние — триплет  $3s3p \begin{cases} P_1 \\ P_2 \\ P_0 \end{cases}$ . Подуровни  $P_0$  и  $P_2$  — метастабильны.

При переходе  $P_2 \rightarrow P_1$  излучается линия  $\lambda = 7059 \text{ \AA}$ . Но очутившись в состоянии  $P_1$  ион Fe XV с необходимостью перейдёт в состояние  $S_0$ , излучив при этом линию  $\lambda = 424 \text{ \AA}$ . Нижняя граница интенсивности этой линии  $I_1$  определяется из условия, что число переходов  $P_1 \rightarrow S_0$  не меньше, чем число переходов  $P_2 \rightarrow P_1$ . Тогда  $\frac{I_1}{I_2} = \frac{7059}{424} = 17$ , где  $I_2$  — интенсивность линии  $\lambda = 7059 \text{ \AA}$ , составляющая  $20\%$  от интенсивности линии  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ . Таким образом, интенсивность линии  $\lambda = 424 \text{ \AA}$  одного порядка с интенсивностью самой яркой, зелёной, корональной линии. Можно привести ещё один пример. Переход Fe XIII  $3s^23p^2 {}^1D_2 \rightarrow {}^3P_2$  даёт интенсивную корональную линию  $\lambda = 3388 \text{ \AA}$ . Но с того же уровня  ${}^1D_2$  возможен и переход на уровень  ${}^3P_1$  той же конфигурации. При этом будет излучена линия  $\lambda = 2580 \text{ \AA}$ . Пусть интенсивность последней линии равна  $I'_1$ , а интенсивность линии  $\lambda = 3388 \text{ \AA}$  —  $I'_2$ ; тогда  $\frac{I'_1}{I'_2} = \frac{3388}{2580} \frac{A_1}{A_2}$ , где  $A_1$  и  $A_2$  — вероятности переходов этих линий, вычисленные Эдленом<sup>19</sup>. Отсюда  $I'_1 = 1,08 I'_2$ . На основании оригинальных работ Эдлена о спектрах сильно ионизированных элементов<sup>18</sup> можно составить, правда, весьма неполный список ультрафиолетовых линий, присутствующих в спектре короны.

Таблица VIII

Fe X		Fe XV		Fe $X^2D - {}^2P$	$\begin{cases} 94 \text{ \AA} \\ 94,2 \\ 95,5 \end{cases}$
Переход	$\lambda$ в $\text{\AA}$	Переход	$\lambda$ в $\text{\AA}$		
${}^1S_0 - {}^3P_1$	1479	${}^3P_1 - {}^1S_0$	424	Ni XIII ${}^3D_2 - {}^3P_2$	2124 $\text{\AA}$
${}^1D_2 - {}^3P_1$	2602	${}^3D_2 - {}^3P_1$	228	Ni XV ${}^1D_2 - {}^3P_2$	2820
${}^3S_0 - {}^3P_1$	90	${}^3F_4 - {}^3D_3$	1250	Ni XV ${}^1D_2 - {}^3P_1$	2087
${}^3D_3 - {}^3P_2$	87	${}^3F_4 - {}^3D_3$	154		

Интенсивность этой жёсткой радиации, по меньшей мере, равна интенсивности монохроматической радиации короны, излучаемой в доступной части спектра. Это обстоятельство можно объяснить весьма высокой электронной температурой короны. Если  $T_e = 350\,000^\circ$ , то средняя кинетическая энергия свободных электронов будет равна 45 вольтам, что превышает резонансный потенциал ионов Fe. Следовательно, число возбуждений электронным ударом уровней второй и даже третьей конфигураций будет одного порядка с числом возбуждений подуровней основной конфигурации, при переходах между которыми излучаются наблюдаемые корональные линии.

Можно подсчитать, что интенсивность жёсткой корональной радиации превышает интенсивность непрерывного излучения фотосферы, с длиной волны короче  $\lambda_0$  в  $10^9$  раз, если  $\lambda_0 = 504 \text{ \AA}$ , и в  $10^{34}$  раз, если  $\lambda_0 = 228 \text{ \AA}$ . При этом принято, что Солнце в далёком ультрафиолете излучает как абсолютно чёрное тело с температурой  $T = 5740^\circ$ , а интенсивность жёсткой радиации короны равна интенсивности наблюдаемых корональных линий. Как следствие изложенного получается, что в этих областях спектра ( $\lambda < 800 \text{ \AA}$ ) интегральный спектр Солнца должен быть линейчатым.

Эта жёсткая радиация должна влиять на состояние ионизации более низких, хромосферных, слоёв солнечной атмосферы<sup>33</sup>. Повидимому, эта радиация должна влиять также на состояние земной ионосферы. Однако никаких работ в этом направлении пока ещё не было.

В самое последнее время работами Ребера<sup>34</sup>, Саусворта<sup>35</sup> и Апплтона<sup>36</sup> установлено наличие радиоизлучения, идущего от Солнца. Ребер исследовал радиацию с длиной волны  $\lambda = 187 \text{ см}$  и нашёл, что её интенсивность  $I^* = 3 \cdot 10^{-17} \text{ CGS}$ , что соответствует, примерно, интенсивности теплового излучения при  $T = 3500^\circ$ . Саусворт исследовал радиоизлучение Солнца в диапазоне 1—10 см. Им было показано, что интенсивность этой радиации может быть представлена формулой Релея-Джинса с  $T = 6000^\circ$ . Теоретическому разбору этого эффекта посвящены работы В. Л. Гинзбурга и И. С. Шкловского<sup>37</sup>. Последний, анализируя условия поглощения длинноволновой радиации в солнечной атмосфере, показал, что, в то время как сантиметровые волны генерируются хромосферой, радиация метрового диапазона должна генерироваться преимущественно внешней короной. Если бы электронная температура последней была бы такая же высокая, как и во внутренней короне, измеренная Ребером интенсивность была бы в десятки раз больше. Следовательно, нужно принять, что электронная температура внешней короны сравнительно невысока, порядка  $3500^\circ$ . Дальнейшие исследования в этом направлении весьма желательны, так как могут дать ценную информацию о природе внешней короны. К тем же, в основном, результатам пришёл и В. Л. Гинзбург.

Апплтон<sup>38</sup> указывает, что временами, главным образом в эпохи максимума пятнообразовательной деятельности Солнца, при помощи радионаблюдений удавалось обнаружить радиацию Солнца с длиной волны от 7 до 30 метров. Интенсивность этой радиации в  $10^4$  раза превосходила соответствующую интенсивность равновесного излучения температуры  $T = 6000^\circ$ . Обычно это явление предшествовало сильным возмущениям в ионосфере.

И. С. Шкловский<sup>37</sup> полагает, что в этом случае имеют место собственные колебания плазмы внешней короны. Основанием для этого является совпадение частоты собственных колебаний, определяемой формулой Лэнгмюра<sup>38</sup>  $\omega_L = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_e}{m}}$  с наблюдавшейся.

Апплтоном частотой. Эти колебания могут возбуждаться потоками ионов, движущихся через плазму со сверхзвуковыми скоростями. Выполненный расчёт показывает, что необходимая для возбуждений колебаний наблюдаемой интенсивности величина потока этих ионов лежит в разумных пределах.

Таким образом, радиотехника дала новый, весьма мощный способ исследования верхних слоёв солнечной атмосферы. Будущая радиослужба Солнца, решая ряд основных проблем солнечной физики, в то же время будет, повидимому, иметь и большое практическое значение, создав новую методику прогнозов геомагнитных и ионосферных возмущений.

### § 6. ПРИРОДА СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

Известный астрофизик и спектроскопист Свингс<sup>10</sup> недавно указал, что нужно различать проблему «корония» и проблему короны. Если первая проблема, благодаря блестящей работе Эдлена, теперь в основном решена, то последняя ещё весьма далека от решения.

Интерпретация основных результатов наблюдений наталкивается на серьёзные затруднения. Укажем некоторые из них:

1) Аномально низкий градиент плотностей в короне. Плотность корональной материи определяется формулой (5). (Так как концентрация наиболее обильных ионов (протонов) в короне должна быть равна  $N_e$ .) Если бы корона находилась в равновесии под действием силы притяжения Солнца и градиента давления, то при температуре короны порядка граничной температуры Солнца ( $4800^\circ$ ) закон распределения плотностей был бы  $\bar{\rho} = \bar{\rho}_0 e^{-\alpha(r-1)}$ , где  $\alpha = \frac{\mu g}{kT} = 4,77 \cdot 10^3$  (за единицу расстояния принят радиус Солнца). Во внутренней короне, согласно (11),  $\bar{\rho} = \bar{\rho}_0 r^{-16}$ , откуда  $\alpha = \frac{16 \lg r}{r-1} = 6,6$  ( $r=1,1$ ). Как видим, расхождение чудовищно велико.

2) Аномально высокая степень ионизации в короне. Можно сказать, что ни один объект в астрофизике (исключая звёздные недра) не обладает такой степенью ионизации. В атмосферах обычных звёзд встречаются элементы дважды ионизированные. У некоторых peculiar звёзд (новых, новоподобных, Вольф-Райе) встречаются и более высокие стадии ионизации — N V, O VI, Fe VI, Fe VII. Необходимо упомянуть, что 2 звезды обнаружили эмиссию корональных линий. Это новоподобная RS Ophiuchi (в 1932 и 1942 гг.) и T Pyxidis. Однако эти линии они излучали весьма непродолжительный срок.

Наглядное представление о степени ионизации в короне по Вальдмайеру<sup>11</sup> можно составить следующим образом.

Напишем формулу ионизации Шаха в виде:

$$\lg \frac{n^*}{n_0} = -\chi \cdot \frac{5040}{T} + \frac{5}{2} \lg T - 0,48 - \lg P_e, \quad (12)$$

где  $\frac{n^*}{n_0}$  — степень ионизации,  $P_e$  — электронное давление,  $\chi$  — потенциал ионизации.

Обозначим величину  $\chi \frac{5040}{T}$  через  $\Phi(\chi)$ . Тогда будем иметь следующий график (рис. 10).

Согласно Вальдмайеру<sup>11</sup>, наблюдаемую степень ионизации короны можно описать формулой Шаха с  $T = 240\,000^\circ$ .

3) Необыкновенно большая ширина корональных линий. Согласно Вальдмайеру (см. выше), доплеровские скорости для линии

$\lambda = 5303 \text{ \AA}$  изменяются в пределах от 37 до 19 км/сек. Лио получил, примерно, тот же результат. Если приписать этим скоростям термическую природу, то кинетическая температура ионов Fe должна быть равна  $1.4 \cdot 10^6 \text{ град}$ . Однако не исключена возможность того, что доплеровские скорости, определяющие контуры корональных линий, частично или полностью могут иметь турбулентный характер. Известно, что в нижележащей хромосфере контуры многих линий спектра вспышки объясняются турбулентностью. Эти скорости достигают 15 км/сек (см. <sup>39</sup>).

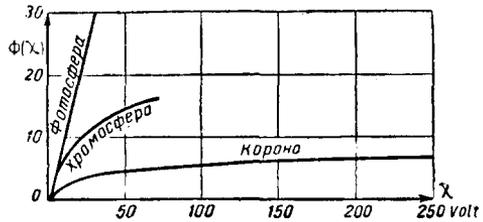


Рис. 10. Аномальная ионизация в хромосфере и короне (по Уинзольту и Вальдмайеру).

Аномальное распределение плотностей в короне Вальдмайер пытался объяснить влиянием турбулентности. Если на термические скорости накладываются турбулентные, то  $\alpha = \frac{2g}{v_i^2 + v_T^2}$ , где  $v_i$  —

средняя турбулентная скорость, которую Вальдмайер положил равной 28 км/сек. Полагая температуру (кинетическую) короны равной  $4800^\circ$ , он получил, что  $\alpha = 8,52$ , что приблизительно соответствует наблюдаемой величине. Однако им была допущена грубая арифметическая ошибка (на это указал А. Deutsch<sup>40</sup>). В действительности  $\alpha$  получается равной 486. Это значит, что распределение плотностей в короне нельзя объяснить эффектом турбулентности.

Альфвен<sup>41</sup> принял, что распределение плотностей в короне определяется её исключительно высокой кинетической температурой. Условие равновесия запишется:

$$\frac{dP}{R_\odot dr} = - \frac{g_\odot N_e m_H}{r^2}; \quad P = \frac{4}{3} N_e \cdot E; \quad E = \frac{3}{2} kT_e, \quad (13)$$

где  $g_\odot = 2,74 \cdot 10^4 \text{ см. сек}^{-2}$  — ускорение силы тяжести на солнечной поверхности,  $m_H = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г}$  — масса атома водорода (элемента, наиболее обильного в короне).

Из (13) можно получить:

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{E}{E_0} \right) + \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dr} \cdot \frac{E}{E_0} = - \frac{1}{r^2},$$

$$E_0 = \frac{3}{4} g_{\odot} R_{\odot} \cdot m_H = 1,49 \cdot 10^8 \text{ вольт},$$

откуда

$$\frac{E}{E_0} = - \frac{1}{N_e} \int \frac{N_e}{r^2} dr.$$

Беря  $N_e$  из (5), Альфвен получает следующий график для  $\frac{E}{E_0}$  (рис. 11).

Как видно,  $E$ , а следовательно, и  $T_e$ , меняется в короне сравнительно мало. В области  $1,2 < r < 3 E \approx 180$  вольт,  $T_e \approx 1,3 \cdot 10^6 \text{ град}$ .

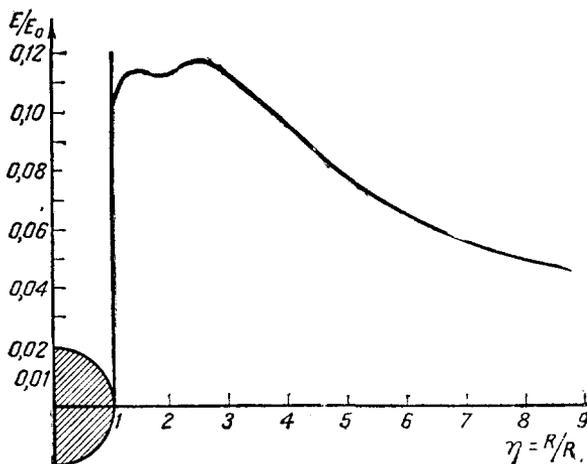


Рис. 11. Электронная температура короны как функция расстояния от центра Солнца, определяемая по градиенту плотностей (по Альфвену).

Кроме гравитации и градиента давления, Альфвен учитывает силу, обусловленную существованием в короне неоднородного магнитного поля  $H$ . В условиях короны радиус кривизны заряженной частицы, движущейся в общем магнитном поле Солнца, много меньше длины свободного пробега. Тогда для указанной силы Альфвен даёт выра-

жение <sup>42</sup>:  $f_m = \frac{1}{2} \frac{mV_{\perp}^2}{H} \cdot \frac{dH}{dz}$ , где  $V_{\perp}$  — компонент скорости частицы, перпендикулярный к магнитному полю. Учёт этой силы приводит к несколько меньшему значению кинетической температуры, потребной для объяснения наблюдаемого градиента плотностей. Так, например,

для  $r = 1,2$   $T_e = 840\,000^\circ$ . Заметим, однако, что данные о величине, а тем более о градиенте магнитного поля в короне пока ещё весьма неопределённые. Центральной проблемой внутренней короны является выяснение причины существования в ней в сильнейшей степени понижированных атомов. В настоящее время уже существует несколько теорий, объясняющих это явление.

Первая попытка объяснения открытия Эдлена принадлежит Ресселю<sup>43</sup>, который предположил, что корональные ионы обусловлены падением на Солнце метеоров. Основанием для такого предположения послужило то обстоятельство, что и в короне, и в метеоритах наиболее обильными являются такие элементы, как железо и никель. Однако, как указывалось выше, в действительности в короне наиболее обильным является, повидимому, водород. Кроме того, как указали Шаха и Свингс<sup>19</sup>, если бы корональные ионы были бы метеоритного происхождения, их скорости были бы порядка  $600$  км/сек (параболическая скорость на поверхности Солнца —  $622$  км/сек). В действительности скорости корональных ионов много меньше — порядка  $20$ — $40$  км/сек. Торможение ионов (метеоритного происхождения) не объясняет указанного расхождения, так как в этом случае скорости ионов должны были убывать по мере приближения к солнечному диску, в действительности же они, согласно Вальдмайеру, возрастают. Наконец, отчётливо выраженная связь излучения корональных ионов с различными образованиями на солнечной поверхности, установленная работами Вальдмайера и Лио, делает гипотезу Ресселя несостоятельной. Ведь выпадение метеоров на солнечную поверхность есть явление спорадическое, никак не связанное с явлениями на солнечной поверхности. На последнее обстоятельство указал Н. Н. Парийский.

Весьма оригинальную теорию происхождения в короне высокоионизированных атомов дал Шаха<sup>44</sup>. Он считает физически абсурдной идею о существовании в короне весьма высокой температуры. Согласно Шаха, корона ни в коем случае не должна рассматриваться как стационарное или квазистационарное образование. Корона мыслится как поток быстро движущихся частиц, образовавшихся в более глубоких слоях солнечной атмосферы. Корональная материя непрерывно «обновляется».

Шаха считает, что ядерные реакции некоторых типов происходят не только в недрах Солнца (где они служат источником энергии), но и в наружных слоях солнечной атмосферы. В частности, наличие в спектре хромосферы линий He и He<sup>+</sup> он объясняет ядерными реакциями с испусканием  $\alpha$ -частиц. Согласно его теории, где-то на границе обращаемого слоя и хромосферы происходят ядерные реакции, аналогичные известному делению урана при захвате нейтронов. Шаха допускает существование, наряду с несимметричным двойным делением урана, деление его на 3—4 и даже большее количество осколков. Он обращает внимание на то обстоятельство, что начальные скорости осколков превосходят скорости их электронов

во внешних оболочках. Это приводит к тому, что осколки, начиная свой путь в хромосфере, теряют до 15 электронов, т. е. будут сильнейшим образом ионизированными.

Шаха показал, что в случае тройного и четверного деления осколки, после  $\beta$ -превращений, становятся устойчивыми изотопами элементов от Ca до Ni, движущимися с кинетической энергией порядка 60 MeV. При этом атому Fe будет соответствовать конфигурация  $1s^2 2s^2 2p^6 3s$ . При расчёте торможения этих ионов Шаха пользовался формулой Бете. В основном, очевидно, торможение будет происходить на водороде, вследствие исключительного обилия последнего. Для полного торможения осколков нужно  $6,3 \cdot 10^{21}$  см<sup>-2</sup> атомов водорода над квадратным сантиметром. С другой стороны, количество атомов водорода над 1 квадратным сантиметром основания обращаемого слоя, согласно Унзольду, равно  $1,8 \cdot 10^{22}$  см<sup>-2</sup>. Отсюда следует, что проникать в корону могут только те осколки, которые «зародились» в самих верхних слоях обращаемого слоя. При своём движении через солнечную атмосферу осколки ионизируют хромосферные атомы. Вырывающиеся из последних электроны попадают (с большими скоростями) в корону. Таково происхождение корональных электронов.

Когда осколки попадают в корону, их скорости успевают упасть до 40 км/сек и дальше ещё уменьшаются (в согласии с результатами Вальдмайера). При этом они захватывают на разные уровни электроны, превращаясь в Fe XIV, Fe XIII и т. д., эмиссию которых мы и наблюдаем. Принципиально, во внешней короне дальнейшие захваты электронов могли бы привести к образованию Fe IX . . . Fe I, однако, как указывает Шаха, вероятности рекомбинаций на  $3d$  уровни весьма малы. Такова в общих чертах теория Шаха.

Однако, как нам представляется, эта теория наталкивается на серьёзные трудности и, повидимому, вряд ли соответствует действительности.

Хотя тройные и четверные деления, которые предлагает Шаха, в лабораторных условиях не наблюдались, но энергетически они вполне возможны. До сих пор линии урана в спектре Солнца ещё не наблюдались, но слабые линии тория обнаружены. Едва ли не основной трудностью теории является необходимость предположения, что в верхних слоях обращаемого слоя концентрация свободных нейтронов должна быть исключительно большой.

Действительно, пусть  $N_1$  — концентрация ионов Fe в короне,  $V_1$  — их скорость. Тогда, согласно Шаха, количество осколков, поступающих в корону за единицу времени, равно  $4\pi R_{\odot}^2 N_1 V_1 = Z_1$ , где внутренний радиус короны принят равным радиусу Солнца  $R_{\odot}$ . С другой стороны, количество делений урана в обращаемом слое и в хромосфере, при которых осколки попадут в корону, будет равно

$$Z_2 = 4\pi R_{\odot}^2 \int_{R_1}^{R_2} N_2 n \bar{V} \bar{\sigma} dR, \text{ где } R_1 \text{ — радиус вершины обращаемого слоя,}$$

$R_2$  — внутренний радиус короны,  $N_2(R)$  — концентрация урана,  $n(R)$  — концентрация нейтронов,  $\bar{V}$  — их скорость,  $\bar{\sigma}$  — эффективное сечение деления. Полагая  $Z_1 = Z_2$ , получим:

$$N_1 V_1 = \int_{R_1}^{R_2} N_2 \bar{V} n \bar{\sigma} dR = \bar{n} \cdot \bar{N}_2 \cdot \bar{V} \bar{\sigma} \cdot (R_2 - R_1),$$

$N_1 \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$  (см. таблицу VII),  $V_1 = 4 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$ ,  $R_2 - R_1 \approx 5 \cdot 10^9 \text{ см}$ ,  $\bar{\sigma} \approx 10^{-24} \text{ см}^2$ .

В случае деления  $U_{235}$  под влиянием медленных (тепловых) нейтронов  $V \approx 10^5 \text{ см/сек}$ . Если принять, что концентрация  $U_{235}$  в верхних слоях обрабатываемого слоя равна концентрации всех металлов (что явно абсурдно),  $\bar{N}_2 = 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Тогда  $\bar{n} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , т. е., примерно, равна концентрации всех атомов в верхней части обрабатываемого слоя! Если деление происходит при захвате быстрых нейтронов, то при тех же предположениях  $\bar{n} = 10^7 \text{ см}^{-3}$ . Разумеется, такие концентрации нейтронов абсурдны.

Против теории Шаха можно привести ещё следующее возражение. Если длина свободного пробега некоторых быстрых частиц  $l$ , то дисперсия этой величины, как правило, равна  $1-20\%$ . (Явление «разброса» пробегов, «Stragling».) Следовательно, для того чтобы затормозить осколки, в случае Шаха нужно  $6,3 \cdot 10^{21} \pm 10^{20}$  атомов (ионов) водорода над квадратным сантиметром. Так как над единицей площади у основания короны находится только  $4 \cdot 10^{18}$  ионов водорода, то это значит, что вся корона лежит в области разброса пробегов. Это неизбежно привело бы к тому, что протяжённость внутренней короны (где наблюдается излучение корональных линий) была бы в десятки раз больше наблюдаемой.

Наконец, необходимо указать на следующее обстоятельство. Шаха категорически отрицает наличие какой бы то ни было стационарности (или квазистационарности) в короне. Если концепция статической короны является несостоятельной, то концепция Шаха являет собой другую крайность. Шаха отвергает возможность существования максвеллова распределения скоростей между корональными частицами. Но из общих физических соображений трудно представить огромное пространство, наполненное большим количеством корпускул, взаимодействующих сильнее всего образом (по закону Кулона), но без максвеллова распределения скоростей. Длина релаксации, определённая любым образом (см., например, <sup>45</sup>), для короны в тысячи раз меньше её протяжённости.

В этой связи необходимо вспомнить наблюдения Лио, показавшие, что для достаточно больших пространственно-временных интервалов корона может рассматриваться как образование квазистационарное.

Заслуживает внимания гипотеза о происхождении корональной материи, предложенная Мензелом <sup>46</sup>. Согласно этой гипотезе, коро-

нальная материя поступает в верхние слои солнечной атмосферы через своего рода «щели» на поверхности Солнца из его недр. Как полагает Мензел, эти «щели» («crevices») находятся, главным образом, в области пятен, так как, согласно Вальдмайеру, корона особенно ярка над пятнами. Таким образом, корона до некоторой степени аналогична земным вулканам.

Весьма близко к гипотезе Мензела примыкает теория индийских исследователей Даса и Рао<sup>47</sup>. Указанные авторы, так же как и Мензел, полагают, что корональная материя поступает из солнечных глубин, где условия температуры, давления и плотности таковы, что элементы, подобные железу, лишены своих наружных электронов. По некоторым причинам, возможно вследствие скачков в световом давлении, равновесие в этих глубоких слоях нарушается, и масса весьма горячего газа начинает подниматься наружу.

Если скорость такой «конвекции» невелика, то состояние газа (температура, ионизация и пр.) на каждом уровне будут определяться соответствующими условиями локального термодинамического равновесия. Однако в случае если скорость конвекции будет превышать некоторую критическую величину, то степень ионизации поднимающейся массы газа будет существенно превышать степень ионизации окружающей материи. Впервые на это обстоятельство указал Эддингтон<sup>48</sup>. Метод вычисления «критической скорости» в основном сводится к следующему. Рассматриваются два слоя  $B$  и  $A$  и колонна поднимающейся между ними материи. Уровень  $B$  лежит глубже. Температура, соответствующая этим уровням  $T_B$  и  $T_A$ . Некоторый атом при условиях, господствующих на уровне  $B$ , ионизирован  $p$  раз, а на уровне  $A$   $p - 1$  раз. Основным ионизатором является радиация. Пусть  $n_\phi$  — концентрация фотонов с частотой  $\nu \geq \nu_0$ , где  $\nu_0$  — частота ионизации рассматриваемого элемента. Тогда количество фотонов, пролетающих через единицу поверхности нижнего основания колонны  $B$  вверх, будет равно  $\frac{1}{4} n_{\phi B} \cdot c$ , количество фотонов, пролетающих через единицу поверхности у верхнего основания колонны  $A$  в том же направлении, равно  $\frac{1}{4} n_{\phi A} \cdot c$ , где  $c$  — скорость света. Можно определить число рассматриваемых атомов  $N$  в столбе единичного сечения между  $B$  и  $A$ . Очевидно, число ионизаций в этом столбе за единицу времени равно  $\frac{1}{4} c (n_{\phi B} - n_{\phi A})$ . Время, необходимое для установления ионизационного равновесия, по порядку величины будет равно  $\frac{4N}{c(n_{\phi B} - n_{\phi A})}$ , а «критическая скорость»  $V_{кр} = \frac{(n_{\phi B} - n_{\phi A}) \cdot d \cdot c}{4N}$ , где  $d$  — расстояние между  $A$  и  $B$ .

Таким образом, привлекая теорию внутреннего строения Солнца (модель Эддингтона), Дас и Рао вычислили, что, для того чтобы

ионы Fe могли попадать в корону, они должны начать свой подъем с глубины 26 000 километров под фотосферой, а «критическая скорость» конвекции должна превышать 300 километров в секунду.

Эта скорость кажется слишком большой. Турбулентные скорости в хромосфере и короне, согласно наблюдениям, не превышают 30—40 км/сек. Необходима дальнейшая разработка этой теории в связи с современными исследованиями о конвекции и турбулентности в солнечной атмосфере.

Следующая теория солнечной короны принадлежит Альфвену <sup>41</sup>. В отличие от Шаха, Даса и Рао Альфвен считает, что быстрые корпускулы, наблюдаемые в короне, имеют скорости термического характера. Таким образом, имеет смысл говорить о кинетической температуре короны.

Согласно Альфвену, «нагреватель» короны находится в хромосфере, и в этом отношении теория Альфвена формально аналогична теории Шаха. Но природа «нагревателей» совершенно отлична в обеих теориях. В более ранней работе <sup>49</sup> Альфвен указал на возможность образования в солнечной хромосфере больших разностей потенциалов (до  $10^7$  вольт) вследствие вихревых движений ионизированных газов в магнитном поле пятен. Эта идея высказывалась многими авторами до Альфвена, см. <sup>50</sup>. Этим механизмом Альфвен объясняет формы протуберанцев. Альфвен полагает, что заряженные частицы, проходя через такие большие разности потенциалов, приобретают огромную энергию и, поступая в корону, служат «нагревателями» последней. Таким образом, корона «греется» протуберанцами.

Альфвен рассматривает следующую схему: в столбе единичного сечения от поверхности фотосферы до некоторой высоты  $h$  еже-секундно производится количество энергии, равное  $\epsilon \frac{\pi n_2}{c m^2 \text{ сек}}$ .

Ищется распределение температуры над поверхностью фотосферы. Пусть  $R$  — расстояние от некоторой точки солнечной атмосферы до центра. Для  $R - R_\odot < h$  Альфвен пишет:  $\epsilon_1 = \kappa \frac{dT}{dR}$ , где  $\epsilon_1$  — энергия, проходящая за одну секунду через кв. сантиметр по направлению к солнечной поверхности (коэффициент теплопроводности

$$\kappa = 0,6 \frac{1}{\pi c^2} \frac{K^{3/2}}{m^{1/2}} T^{1/2}. \quad \text{Следовательно, при } R - R_\odot < h,$$

$T = \left[ \frac{R - R_\odot}{h} (T_h^{1/2} - T_1^{1/2}) + T_1^{1/2} \right]^{2/3}$ , где  $T_1$  и  $T_h$  — температуры при  $R = R_\odot$  и  $R = R_\odot + h$ . Для  $R - R_\odot > h$  нужно учесть кривизну корональных слоёв. Соответствующее уравнение запишется

$$\epsilon_2 = \kappa \left( \frac{R}{R_\odot + h} \right)^2 \cdot \frac{dT}{dR}, \quad T = T_h \left( \frac{R}{R_\odot + h} \right)^{-2/3}.$$

Приводим график распределения температуры в короне согласно Альфвэну (рис. 12).

Ход кривой качественно совпадает с графиком рис. 11. Для того чтобы  $T_e$  было равно  $10^6$  градусов, нужно, чтобы  $\epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2 = 2 \cdot 10^5$  эрг·см<sup>-2</sup>·сек<sup>-1</sup>.

Эта энергия составляет только  $10^{-5}$  энергии, излучаемой Солнцем.

В теории Альфвена представляется не вполне ясным сам механизм образования быстрых корпускул в хромосфере и протуберанцах.

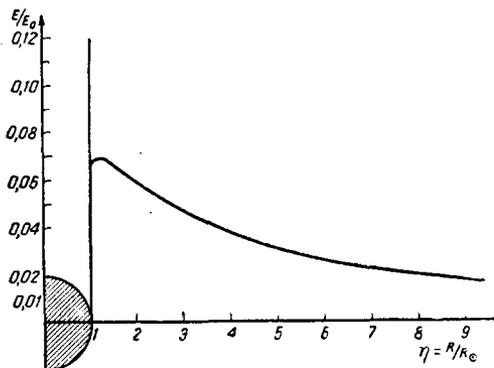


Рис. 12. Электронная температура короны как функция расстояния от центра Солнца, теоретически вычисленная Альфвеном.

Безусловно, хромосферная материя непрерывно проникает в корону и диссипирует в ней. На это указывают прямые наблюдения<sup>12</sup>. Однако, если в хромосфере возникают весьма быстрые корпускулы, непонятно, почему её температура сравнительно низка (порядка  $10\,000^\circ$ <sup>51</sup>), и в ней не наблюдаются в высокой степени ионизированные атомы.

Если в хромосфере могут возникнуть разности потенциалов порядка  $10^7$  вольт, то это ещё не значит, что заряженные частицы будут ускоряться до больших значений энергии. Не нужно забывать, что здесь мы имеем дело с движением заряда в газе. На основании общих представлений физики газового разряда, заряды будут двигаться с постоянной скоростью, определяемой подвижностью ионов:  $u = b \cdot E$  (где  $u$  — скорость «дрейфа» зарядов,  $b$  — подвижность,  $E$  — напряжённость электрического поля).

И. С. Шкловский предложил теорию короны, весьма отличную от всех рассматривавшихся выше<sup>52</sup>. В то время как все обсуждавшиеся теории ищут «нагревателя» короны вне её, Шкловский полагает, что «нагреватель» локализован в самой короне.

Автор рассматривает корону (и хромосферу) как плазму разряда. Известно, что электронная температура плазмы в условиях земного эксперимента часто достигает многих десятков тысяч градусов.

Механизм нагрева плазмы — выделение джоулева тепла, обусловленное наличием в проводящей плазме некоторого макроскопического электрического поля  $E$ . Количество выделившегося тепла в единице объёма за единицу времени  $W = \lambda \cdot E^2$ , где  $\lambda$  — коэффициент электропроводности ионизированного газа. Температура (кинетическая) плазмы короны и хромосферы определяется как решение уравнения теплопроводности:

$$2N_e k \frac{\partial T}{\partial t} = \Delta T + W - E,$$

где  $\Delta$  — оператор Лапласа,  $E$  — количество энергии, покидающее единицу объёма плазмы в единицу времени.  $E$  определяется неупругими соударениями электронов с корональными ионами, а также рекомбинациями электронов с ионами. Учитывая все механизмы, приводящие к «охлаждению» плазмы короны, И. С. Шкловский показал, что в стационарном случае для поддержания в короне кинетической температуры на уровне  $10^6$  градусов электрическое поле в ней должно быть поразительно малым — порядка  $10^{-9} \frac{\text{вольт}}{\text{см}}$ .

Физический смысл этого парадоксального результата кроется в исключительно слабой способности короны отдавать тепло во внешнее пространство путём излучения. Последнее свойство короны обусловлено её ничтожной плотностью. Между тем выделение джоулева тепла  $W$  в сильно ионизированном газе от плотности почти не зависит. Это значит, что одно и то же слабое электрическое поле совершенно не влияет на энергетический баланс хромосферы и радикально влияет на энергетический баланс короны. Исследование показывает, что плазма короны «изотермична» в том смысле, что температура электронов равна температуре ионов. Слабое вихревое электрическое поле в короне, повидимому, обусловлено турбулентным движением корональной материи в общем магнитном поле Солнца или в поле пятен. Вариации магнитного поля Солнца также могут вызвать появление в короне слабых электрических полей. Связь корональных явлений с явлениями в нижележащих слоях солнечной атмосферы, возможно, имеет электромагнитную природу. Кроме этого, причиной такой связи могут быть потоки быстрых заряженных корпускул, вырывающихся из сравнительно глубоких слоёв солнечной атмосферы (ср. «С» области Вальдмайера).

В другой работе<sup>53</sup> Шкловский исследует вопрос о природе аномально высокой ионизации в короне и показывает, что применять формулу Шаха к короне нельзя.

Действительно, формула Шаха предполагает состояние локального термодинамического равновесия. Если имеется резкое отклонение от состояния термодинамического равновесия, нужно исходить (в стационарном случае) из уравнения ионизационного равновесия, выражающего равенство числа актов ионизации числу актов рекомбинаций

(амбиполярная диффузия, играющая решающую роль в процессах нейтрализации в условиях газового разряда, для астрофизических объектов несущественна, а тройные удары, вследствие весьма низкой плотности, можно не учитывать). В короне основным механизмом ионизации является неупругий удар с корональными электронами. В этом случае степень ионизации не зависит от концентрации свободных электронов (так как число ионизаций и число рекомбинаций пропорциональны  $N_e$ ). Концентрации в различной степени ионизированного железа в стационарном случае определяются как решение некоторой системы уравнений. Степень ионизации сильно зависит от  $T_e$ ; для объяснения наблюдаемой степени ионизации нужно положить  $T_e$  порядка  $10^6$  градуса, что находится в согласии со значениями  $T_e$ , найденными из других характеристик короны. Кроме соударений с корональными электронами, некоторое значение для ионизации корональной материи могут иметь соударения с быстрыми тяжелыми корпускулами, вылетающими из Солнца. Расчёты произведены на основании формул Бете<sup>54</sup> для ионизации ударом и Штюкльберга-Марзе<sup>55</sup> для захватов электронов сильно ионизированными атомами.

Так как корона не может рассматриваться как вполне стационарное образование, исследовалось время установления ионизационного равновесия в ней. Найдено, что это время порядка суток. В этой связи отметим, что, согласно Вальдмайеру и Лио, корона может оставаться практически неизменной в течение ряда суток. Следовательно, в первом приближении корону можно рассматривать как образование квазистационарное.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

В последние годы были достигнуты большие успехи в деле изучения внутренней короны. Но огромное количество проблем экспериментального и теоретического характера ещё ждёт своего решения. Между тем, изучение природы солнечной короны имеет не только большой теоретический интерес. Повидимому, в короне локализованы области Солнца, излучение которых (корпускулярное и радиационное) оказывает такое большое влияние на ряд геофизических процессов. Несмотря на то что корона обладает ничтожной массой (вся масса короны составляет только 0,001 массы земной атмосферы!), это влияние оказывается возможным, вследствие исключительных условий, господствующих в ней.

К сожалению, последние годы почти не дали ничего существенного в познании природы внешней короны. Едва ли не самой большой «корональной загадкой» в настоящее время является вопрос о природе фраунгоферова спектра внешней короны.

Недавно Н. Н. Парийский разрабатывал теорию, согласно которой «фраунгоферова компонента» внешней короны (см. <sup>6</sup>) есть явление

ние кажущееся, обусловленное дифракцией солнечного света на лунном крае во время полных затмений. Однако оказалось, что интенсивность света, даваемого дифракцией слишком мала. Работа Н. Н. Парийского весьма ценна, так как доказывает, несомненно, корональную природу фраунгоферовой компоненты.

В связи с этим напомним, что в XVIII веке долго дискутировался вопрос о солнечном происхождении самой короны.

Спектроскопическим исследованиям внешней короны нужно отвести большое место во время наблюдений затмений, так как наблюдать внешнюю корону вне затмения пока невозможно.

#### ЛИТЕРАТУРА.

1. Н. Н. Парийский, Успехи астрономических наук (сборник), 167, 1939.
2. Baumbach, *Astron. Nachrichten*, **263**, 121, 1937.
3. Losayer, *Monthly Notices*, **63**, 481, 1903.
4. Unsold, *Physik. d. Sternatmosphäre*, 214, 1937.
5. Grotrian, *Zs. f. Astrophys.*, **7**, 26, 1933.
6. Grotrian, *Zs. f. Astrophys.*, **8**, 24, 127, 1934.
7. Russel, *Astrophys. Journal*, **69**, 49, 1929.
8. Lyot C. R., **200**, 219, 1935.
9. Lyot L., *Astronomie* (May 1937), 203 (May 1938), 193.
10. Lyot L., *Astrophys. Journal*, **101**, 255, 1945.
11. Waldmeier, *Zs. f. Astrophys.*, **19**, 21, 1939; **20**, 172, 1940; **21**, 85, 1942; **21**, 109, 1942.
12. Е. Я. Бугославская, *Астрономич. Журнал*, **XX**, **2**, 15, 1942; ДАН, **XLIII**, **1**, 7, 1944.
13. С. К. Всехсвятский и Е. Я. Бугославская, ДАН, **XXV**, **5**, 363, 368, 1939.
14. Lyot C. R., **200**, 182, 1935.
15. Lyot, *Monthly Notices*, **99**, 580, 1939.
16. Swings, *Scientia*, **33**, 69, 1939.
17. Grotrian, *Naturwiss.*, **27**, 214, 1939.
18. Edlen, *Zs. f. Phys.*, **103**, 536, 1936; **104**, 183, 407, 1937.
19. Edlen, *Arkiv f. Matem. Astr. och. Phys.*, 28B, Nr. 1, 1941.
20. Condon a. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra*, Cambridge, 1935.
21. Swings, *Publ. Astr. Soc. of the Pacific*, 336, 117, 1945.
22. Goldschmidt, *Norske Videnskaps-Akad. Skrifter, I Mat. Naturw. Klasse*, No. 4, 1938.
23. Kundu, *Indian. Journ. of Phys.*, **XVI**, 317, 1942.
24. Shortley, *Phys. Rev.*, **57**, 225, 1940.
25. Pasternack, *Astrophys. Journ.*, **92**, 129, 1940.
26. Sortley, Aller, Backer, Menzel, *Astrophys. Journ.*, **93**, 178, 1941.
27. Kun-Huang, *Astrophys. Journ.*, **101**, 187, 1945.
28. Hebl-Menzel, *Astrophys. Journ.*, **92**, 408, 1940.
29. И. С. Шкловский, *Астрон. Журн.*, **XXII**, 81, 1945.
30. Strömberg, *Festschrift f. Ellis Strömberg, Kopenhagen*, 1940.
31. Unsold, *Zs. f. Astrophys.*, **21**, 22, 1941.
32. Lyot, *Bul. Sc. Astr. de France*, **51**, 203, 1937.
33. И. С. Шкловский, *Астроном. Журн.*, **XXII**, 249, 1945.
34. Reber, *Astroph. Journ.*, **100**, 279, 1944.
35. Southworth, *Journ. of Franklin Inst.*, **239**, 285, 1945.
36. Appleton, *Nature No. 3966*, 635, 1945.
37. И. С. Шкловский, *Астрон. Журн.* (в печати).

38. Энгель и Штеенбек, Физика и техника газового разряда, **1**, 209, 1935.
  39. Unsöld, Physik d. Sternatmosph., 430, 1937.
  40. A. Deutsch, Astrophys. Journal, **101**, 117, 1945.
  41. Alfven, Arkiv f. Matem. Astr. och Pys., **27A**, No. 25, 1941.
  42. Alfven, Arkiv f. Matem. Astr. och Pys., **27A**, No. 22, 1940.
  43. Russel, Scientific American, August, 1941.
  44. Saha, Proc. of Nation. Instit. of Sci. of India, **8**, 99, 1942; Nature, No. 3970, 1945.
  45. Ромпе и Штеенбек, УФН, **XXV**, 190, 1941.
  46. Manzel, Teleskope, **8**, 65, 1941.
  47. Das a. Rao, Indian Journ. of Phys., **XVI**, 277, 1942.
  48. Eddington, Monthly Notices, **101**, 177, 1941.
  49. Alfven, Arkiv f. Matem. Astr. och Pys., **27A**, No. 20, 1941.
  50. Cowling, Monthly Notices, 93, 1932; R. Gunn, Phys. Rev., **2**, 37, 983, 1129, 1688, 1931.
  51. Menzela. Cillie, Astrophysical Journ., **85**, 88, 1937.
  52. И. С. Шкловский, Астрономич. Журн. (в печати).
  53. И. С. Шкловский, Астрономич. Журн. (в печати).
  54. Bethe, Ann. d. Phys., **5**, 325, 1930.
  55. Stüeckelberg a. Morse, Phys. Rev., **36**, 16, 1930.
-