АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXIX

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА—1963

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

О НАЛИЧИИ КИСЛОРОДА В АТМОСФЕРЕ ВЕНЕРЫ

В. К. Прокофьев, Н. Н. Петрова

При помощи эшеле-спектрографа, установленного на башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории, в 1961 г. получены спектры отраженного планетой Венерой солнечного света при дисперсии 1 Å/*мм* в области теллурической α-полосы кислорода. Фотометрическая обработка снимков показала некоторую несимметрию линий теллурической α-полосы кислорода. Эта несимметрия может быть вызвана слабой полосой поглощения кислорода, находящегося в надоблачном слое атмосферы Венеры.

ON THE PRESENCE OF OXYGEN IN THE ATMOSPHERE OF VENUS, by *V. K. Prokofyev, N. N. Petrova.* Spectra of reflected solar light from Venus in the region of the telluric oxygen α-band at a dispersion of 1 Å/*мм* were obtained with the ecnelle-spectrograph attached to the solar tower telescope. The photometric reduction of the plates showed an asymmetry in the lines of the telluric oxygen α-band. This asymmetry can be due to a faint oxygen absorption band formed in the region above the cloud layer of the atmosphere of Venus.

Неоднократно делались попытки обнаружить в спектре Венеры полосы поглощения молекулярного кислорода O_2. В 1921 г. Джон и Никольсон [1] получили серию спектрограмм отраженного Венерой солнечного света при западном и восточном удалении Венеры от Солнца. Регистрировались участки спектра, содержащие α- и B-полосы кислорода (6300 и 6900 Å соответственно) при линейной дисперсии 3 Å/*мм*. Скорости движения Венеры относительно Земли достигали 12,8 *км/сек*, что давало допплеровское смещение $\Delta\lambda = 0{,}27$ Å в области 6300 Å. Это допплеровское смещение, как указывают авторы, достаточно, чтобы обнаружить полосу поглощения кислорода, если он содержится в атмосфере Венеры в достаточном количестве. Однако не было обнаружено никаких признаков наличия таких полос поглощения около теллурических α- и B-полос кислорода. К сожалению, авторы не указывают ширины щели спектрографа, при которой были получены спектры Венеры и других деталей работы.

В 1932 г. Адамс и Данхэм [2] повторили работу [1], регистрируя область спектра около 7600 Å (A-полоса кислорода, наиболее интенсивная из группы полос α, B и A) с дисперсией 5,6 Å/*мм*. Снимки получены около восточной элонгации планеты при относительной скорости 14 *км/сек*, что дает допплеровское смещение в 0,37 Å в области 8000 Å. Количественное изучение спектрограмм не было проведено, но качественно на микрофотограмме не было обнаружено никаких признаков линий поглощения кислорода атмосферы Венеры. Как и в предыдущей работе, здесь не указана ширина щели спектрографа и другие детали работы.

Наконец, в 1959 г. Гейден, Кисс и Кисс [3] при линейной дисперсии 1,7—2,5 Å/*мм* также не обнаружили полос поглощения кислорода

атмосферы Венеры, несмотря на то, что допплеровское смещение было достаточным, чтобы отделить полосы атмосферы Венеры от теллурических полос. В этой работе, однако, не сообщается, при какой ширине щели получены спектры, область каких полос кислорода изучалась, в какое время получены снимки.

Только по указанию авторов, что они не обнаружили в спектре Венеры полос O_2 и H_2O, можно предполагать, что они исследовали область полосы А кислорода.

Таким образом, полосы поглощения кислорода в атмосфере Венеры спектроскопически не были обнаружены. В [1] сделана оценка верхнего предела содержания кислорода в атмосфере Венеры: если он там имеется, то его меньше 0,1% от содержания в земной атмосфере.

Рассматривая вопрос о спектроскопическом обнаружении кислорода в атмосфере Венеры, необходимо учитывать ряд обстоятельств. Мы просматриваем только верхнюю часть атмосферы Венеры, расположенную над облачным покровом, где плотность значительно меньше, чем в подоблачной части. Для Земли, например, известно, что $^3/_4$ всей атмосферы находится ниже 10 *км* и только 25% выше 10 *км*. Уже за счет этого концентрации кислорода, которые мы хотим обнаружить, невелики и ожидаемая полоса поглощения должна быть слабой. Если такая слабая полоса будет обнаружена, то это еще не будет обозначать, что количество кислорода во всей атмосфере Венеры мало; мы не знаем точно высоты слоя атмосферы Венеры, который ограничивает наши измерения. Далее, не все теллурические полосы кислорода удобны для цели обнаружения кислорода в атмосфере Венеры, они отличаются весьма сильно коэффициентом поглощения; так, по измерениям Аллена [4], если коэффициент поглощения для α-полосы принять за 1, то для В- и А-полосы имеем 25 и 350 соответственно.

Поэтому полосы α очень узки, и астрофизики часто пользуются ими для определения инструментального контура солнечных спектрографов.

Для обнаружения слабых полос поглощения (с малой эквивалентной шириной) существенное значение имеет ширина входной щели спектрального прибора, его линейная дисперсия, а также разрешающая способность фотографической эмульсии (ее зернистость), используемой для фотографирования спектра. При широкой входной щели спектрографа отдельная линия поглощения становится шире, ее глубина уменьшается и линия поглощения может стать на регистрограмме незаметной на фоне колебаний, вызванных зернистостью фотоэмульсии. Это обстоятельство заставляет применять особо тщательную методику фотометрической обработки фотографической пластинки и получать спектры Венеры при возможно более узких щелях спектрографа.

Условия наблюдения

В течение 1961 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР были получены спектры Венеры с линейной дисперсией 1 Å/*мм* в красной части спектра при помощи эшеле-спектрографа, установленного на башенном солнечном телескопе (БСТ) этой обсерватории [5].

При восточном удалении Венеры в феврале 1961 г. удалось по условиям погоды получить только один более или менее пригодный для фотометрирования спектр на пластинке 103aF Кодак при экспозиции 3^h и ширине входной щели спектрографа, соответствующей на спектре около 6300 Å участку в 0,17 Å. Фотографирование начато при высоте Венеры над горизонтом около 25° и продолжалось до высоты ~3—5° над горизонтом.

При западном удалении Венеры в августе и октябре 1961 г. удалось получить шесть пригодных для фотометрирования спектрограмм на пластинках 103aE фирмы Кодак при экспозиции от $1^h,5$ до $2^h,5$ при разной спектральной ширине щели спектрографа, покрывающей на спектре около 6300 Å участки в 0,17; 0,12 и 0,08 Å. Фотографирование начиналось при высоте Венеры над горизонтом в 8—10° и продолжалось почти до восхода Солнца, когда высота Венеры над горизонтом достигала 25—30°. Условия получения спектров, дата снимка, ширина щели с пересчетом на ширину $\delta\lambda$ спектрального интервала в области спектра 6300 Å, длительность экспозиции, а также величина допплеровского смещения $\Delta\lambda$, соответствующего относительной скорости движения Венеры, даны в табл. 1., Величина допплеровского смещения вычислялась по изменению геоцентрического расстояния Венеры и для нескольких случаев измерялась на пластинке по смещению солнечных металлических линий, имеющихся в спектре Венеры, относительно теллурических линий кислорода. Как видно из данных табл. 1, согласие вычисленных смещений с измеренными достаточно хорошее.

Таблица 1

Дата снимка, 1961 г.	Ширина щели $\delta\lambda$, Å	Длительность экспозиции	$\Delta\lambda$, Å		Сорт пластинок
			вычисленная	измеренная	
26,02	0,17	3^h00^m	—0,251	—0,252	103 aF
16,08	0,17	1 35	+0,237	—	103 aE
20,08	0,12	2 10	+0,233	+0,231	103 aE
22,08	0,08	2 10	+0,230	+0,233	103 aE
23,08	0,08	2 25			103 aE
20,10	0,08	1 30			
21,10	0,08	1 30	+0,147	—	103 aE

Кроме того, были получены спектры Солнца при ширине щели $\delta\lambda = 0,17$ и 0,08 Å при высоте Солнца над горизонтом ~15° на пластинках 103aF и 103aE; время экспозиции 0,2 *сек.*

Пластинки проявлялись в течение 9 *мин* в проявителе Ilford Zenith удвоенной концентрации, температура проявления 20—21°C.

Для фотометрической обработки пластинок были получены марки почернений на пластинках 103aF и 103aE при соответствующих величинах экспозиции; использовался для этого спектрограф ИСП-51 с камерой $f=270$ *мм*. Условия проявления были теми же, как и при получении спектрограмм Венеры и Солнца. По этим маркам почернений были построены характеристические кривые для двух типов пластинок и двух времен экспозиций для длины волны ~6300 Å.

Список линий P-ветви α-полосы кислорода, выбранных для тщательной фотометрической обработки, приведен в табл. 2; для удобства обработки каждой линии был присвоен порядковый номер. В этой же таблице (в столбце 2) дан полный список солнечных и атмосферных линий, расположенных рядом с выбранными линиями кислорода (даны длины волн и интенсивности по таблицам Роуланда). Кроме линий из таблиц Роуланда, в этот список вошли дополнительные линии водяных паров, наблюденные Еропкиным и Кондратьевым [6], при низком положении Солнца над горизонтом; интенсивности для этих линий взяты в скобки, так как из шкалы интенсивностей, принятой в [6], они переведены нами в шкалу интенсивностей таблиц Роуланда; надо иметь в виду, что соответствие этих двух шкал не вполне хорошее.

Таблица 2

№ п/п	O_2 λ, Å	λ, Å	Принадлежность линии	Интенсивность	№ п/п	O_2 λ, Å	λ, Å	Принадлежность линии	Интенсивность
		6307,885		—2N			6296,511	V; H_2O	—3
		,558	$O_{16}O_{18}$	—3N			,378		—3
		,07	$O_{16}O_{18}$				,156	Ce^+	—3
		6306,745	$O_{16}O_{18}$	—3	5	6295,966		O_2	3
1	6306,575		O_2	2			6295,818		—3
		6306,414	$O_{16}O_{18}$; H_2O	—3			,657	H_2O	—3N
		,225	$O_{16}O_{18}$; H_2O	—3			,387		
		,05	Sc	—3			,29	Ti	—3
		6305,996			6	6295,186		O_2	3
2	6305,819		O_2	2			6295,039		—3
		6305,674	Sc	—3			6294,672	H_2O	—3N
		,321	H_2O	—2N			,180	H_2O	(—3)
		6304,866		—3N			6293,952		—1
		,578	H_2O	(—3)			,905	H_2O	(0)
		,440	H_2O	(0)			,436	H_2O	(—3)
		,341		—2N			,167		—3
		6303,774	Ti	—2N	7	6292,967		O_2	3
		,496		—2N			6292,827		—2
		6302,955		—3			,622	H_2O	—3N
	6302,771		O_2	2			,369		—3
		6302,508	Fe	5	8	6292,170		O_2	2
		,197	Ce^+	—3			6291,931	H_2O	(—3)
	6302,005		O_2	2			,775	H_2O	(—3)
		6301,852		—3			,062	H_2O	(—3)
		,517	Fe	7			6290,981	Fe	4
		6300,700	Sc^+	—2			,850	H_2O	(—2)
							,547	Fe	—2N
		,331		—2	9	6290,224		O_2	2
		,003	H_2O	(—3)			6289,903	H_2O	—3
		6299,601	H_2O	0			,587		—3
		,421	H_2O	—2	10	6289,403		O_2	1
3	6299,231		O_2	3			6289,181	H_2O	—2
		6298,800	H_2O	(—3)			6288,752		—3
		,650	V	—3			,688	H_2O	(—3)
4	6298,462		O_2	2			,636		—3
		6298,309	H_2O	—3			,554	H_2O	(—3)
		,091	Ti	—3			,327		—2
		6297,808	Fe	5					
		,313		—3					
		,267	H_2O	—3					
		6296,67	Ti	—3 в пятне					

Методика фотометрической обработки спектров

Обработка полученных спектров производилась весьма тщательно. На нерегистрирующем микрофотометре МФ-2 снимались почернения (по логарифмической шкале микрофотометра) через 0,005—0,01 *мм* перемещения пластинки микрометренным винтом столика. Эта процедура несколько утомительна, но она дает сразу величины почернений и при снятии каждой точки столик микрофотометра стоит неподвижно.

Почернения переводились в интенсивности при помощи соответствующих характеристических кривых. Полученные значения интенсивностей отражали значительные флуктуации зерна пластинки. С целью некоторого снижения этих флуктуаций производилось сглаживание интенсивностей, усреднением последовательно по три точки. После этого строились кривые интенсивности (регистрограммы) для отдельных групп линий. Линии P-ветви α-полосы располагаются в спектре характерными дублетами с расстояниями около 0,8 Å между ними, поэтому построение регистрограмм проводилось для каждого дублета; масштаб по оси ординат был принят 100 *мм*/Å. Для каждой теллурической линии кислорода определялся центр, положение найденных центров контролировалось по взаимному расположению линий друг относительно друга. По этим же регистрограммам определялось положение солнечных металлических линий в спектре Венеры относительно теллурических линий; эти измерения давали величину допплеровского смещения в спектре Венеры, приведенного в табл. 1.

На регистрограммы отдельных групп кислородных теллурических линий наносились положения солнечных и других теллурических линий в соответствии с данными табл. 2 и с учетом допплеровского смещения для солнечных линий. Это позволяло каждый раз исключать из обработки те группы кислородных линий, где наблюдалось блендирование солнечными и теллурическими линиями, и выбрать для дальнейшей обработки лишенные бленд линии. После этого все выбранные группы кислородных линий приводились к одинаковой глубине, принятой за 1. При этом более слабые кислородные линии (как, например, 10 табл. 2) и соседние с ними солнечные и теллурические линии несколько усиливались. Такое приведение всех кислородных линий к одинаковому масштабу по глубине было сделано для того, чтобы иметь возможность наложить их регистрограммы одну на другую и произвести таким образом усреднение флуктуаций зерна фотоэмульсии. Этот прием наложения ряда линий для B-полосы кислорода применили еще в 1934 г. Адамс и Данхем [7] в работе по обнаружению кислорода в атмосфере Марса.

Если в спектре Венеры около каждой кислородной линии на расстоянии, равном соответствующему допплеровскому смещению, находится слабая линия поглощения, то при таком усреднении ее интенсивность (точнее, глубина) не будет изменена. Солнечные и теллурические линии водяных паров, находящиеся на различных расстояниях от линий земного кислорода, при наложении контуров будут располагаться «случайным» образом относительно центра усредненного контура и их интенсивность будет снижаться в отношении числа использованных для усреднения линий. Точно так же при наложении снижаются флуктуации зерна пластинки. Можно поэтому ожидать, что слабые линии поглощения, вызванные атмосферой Венеры, станут заметны на фоне остаточных флуктуаций зерна пластинки.

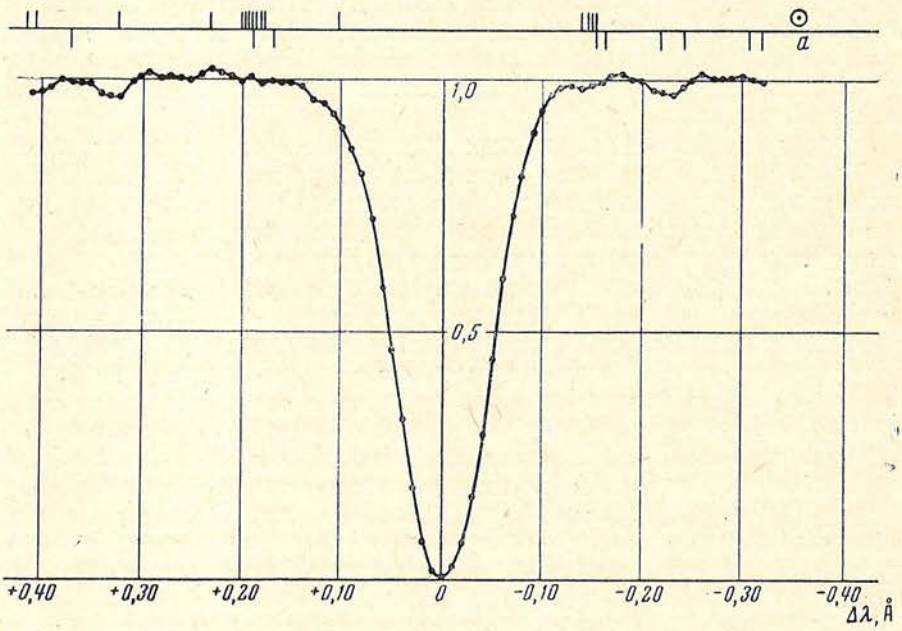
Таким образом была проведена обработка всех указанных в табл. 1 пластинок в некоторых случаях независимо двумя наблюдателями, а также пластинок со спектром Солнца.

Как было указано выше, отдельные линии P-ветви α-полосы кислорода располагаются парами с расстоянием 0,8 Å, поэтому при наложении отдельных линий одну на другую мы можем получить крылья линий на расстояниях не более 0,4 Å от центра линий. Этого расстояния для нашей задачи вполне достаточно, так как допплеровское смещение в спектре Венеры не превосходит 0,25 Å (см. табл. 1).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На фиг. 1 представлен средний контур для линий 1—10 (см. табл. 1) для спектра Солнца. По оси ординат отложено смещение в Å от центра линий. Сверху вертикальными черточками приведены положения всех соседних солнечных и атмосферных линий (в соответствии с табл. 2); солнечные линии обозначены значком ⊙, атмосферные — буквой *a*. Из этого усредненного контура можно сделать следующие выводы.

1. Полученный контур в высокой степени симметричен, что и должно быть для кислородных линий на основании имеющихся в литературе исследований [4].

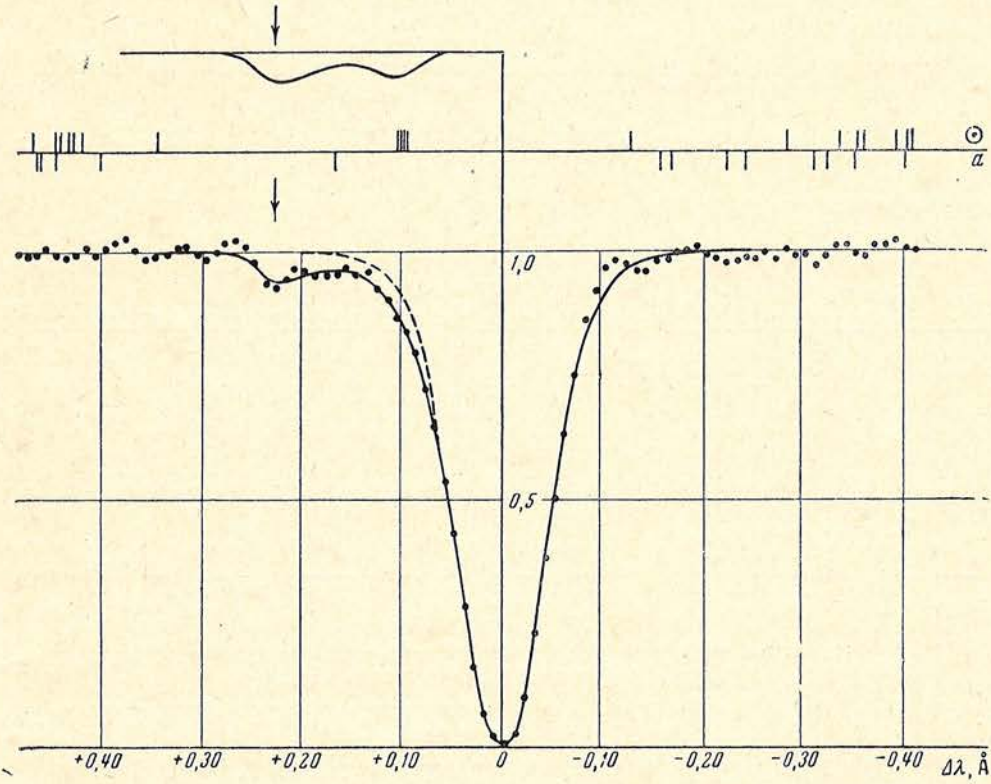


Фиг. 1. Усредненный контур для десяти линий теллурической α-полосы кислорода для солнечного спектра

2. Некоторые колебания в крыльях могут быть вызваны некоторым скоплением слабых солнечных и атмосферных линий, однако эти колебания могут также являться результатом усреднения флуктуаций зерна фотоэмульсии (например, в левой части контура).

На фиг. 2 представлен средний контур для линий 1, 2, 4—10 (см. табл. 2) в спектре Венеры. Сверху указано положение атмосферных (*a*) и солнечных (⊙) линий, последние с учетом допплеровского смещения. Усреднение произведено по двум пластинкам, полученным 22 и 23 августа 1961 г. В середине контура, как и для контура, представленного на фиг. 1, нет блендирующих линий, поэтому контур должен быть симметричным. Пунктиром на длинноволновом крыле контура показан симметричный с коротковолновым крылом ход контура. При этом на длинноволновом крыле четко проявляется заметная депрессия, которая представлена наверху в виде разности двух крыльев контура. Эта депрессия имеет два минимума: один расположен на $\Delta\lambda = +0{,}10$ Å и вызван группировкой четырех слабых солнечных линий около кислородных линий с номерами 2, 5, 6 и 7, три из них имеют интенсивность —3 и одна —2; второй минимум депрессии находится на участке, свободном от блендирующих линий; здесь имеется только одна атмосферная линия с $\Delta\lambda = +0{,}16$ Å, расположенная около линии 1 и принадлежащая изотопу кислорода $O_{16}O_{18}$, концентрация которого по данным [6, VIII] и [8]

составляет 1 : 600 по отношению к кислороду, содержащемуся в атмосфере Земли. Кроме того, эта линия уменьшена в отношении 1 : 9 вследствие усреднения при наложении девяти участков спектра при построении контура. Таким образом, эта линия не может быть ответственна за наблюдаемую депрессию. Остается единственная возможность: этот максимум находится около смещения $\Delta\lambda = +0{,}23$, соответствующего допплеровскому смещению спектра Венеры (положение смещения из табл. 1 показано на фиг. 2 стрелкой), и вызван слабой полосой поглощения кислорода в атмосфере Венеры.



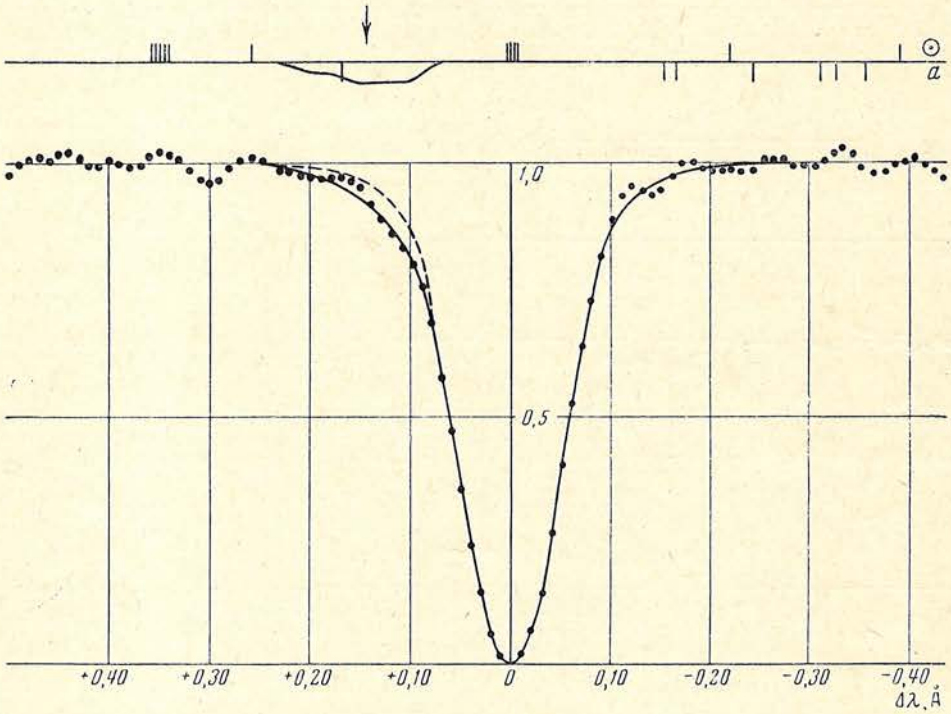
Фиг. 2. Усредненный контур для девяти линий теллурической α-полосы кислорода для спектра Венеры 22 и 23 августа 1961 г.

Сплошная линия — измеренный контур; штриховая — симметричный контур. Вверху — депрессия длинноволнового крыла контура

На фиг. 3 представлен средний контур для линий 1, 2, 4—10 (см. табл. 1) для спектра Венеры, полученный по двум пластинкам 20 и 21 октября 1961 г. Как и на предыдущих рисунках, сверху показано расположение атмосферных (*a*) и солнечных (⊙) линий, последние с учетом соответствующего допплеровского смещения. В этом случае группа из четырех блендирующих солнечных линий располагается как раз у центра контура. Это, не нарушая симметрии контура, только несколько углубляет его. Поэтому и здесь можно выделить некоторую депрессию длинноволнового крыла против симметричного хода контура (пунктир). Эта депрессия представлена наверху в виде разности длинноволнового и коротковолнового крыльев. В районе депрессии находится только одна атмосферная линия, принадлежащая изотопу кислорода. Выше, при обсуждении фиг. 2, было показано, что эта линия не может быть ответственной за депрессию. Других линий, могущих вызвать эту депрессию,

нет, поэтому остается одна возможность — отнести ее за счет слабой линии поглощения O_2 в атмосфере Венеры, тем более, что положение ее соответствует допплеровскому смещению $\Delta\lambda = +0{,}147$, помеченному на фиг. 3 стрелкой.

Средние контуры линий в спектре Венеры, рассмотренные на фиг. 2 и 3, получены при щели спектрографа 0,08 Å.



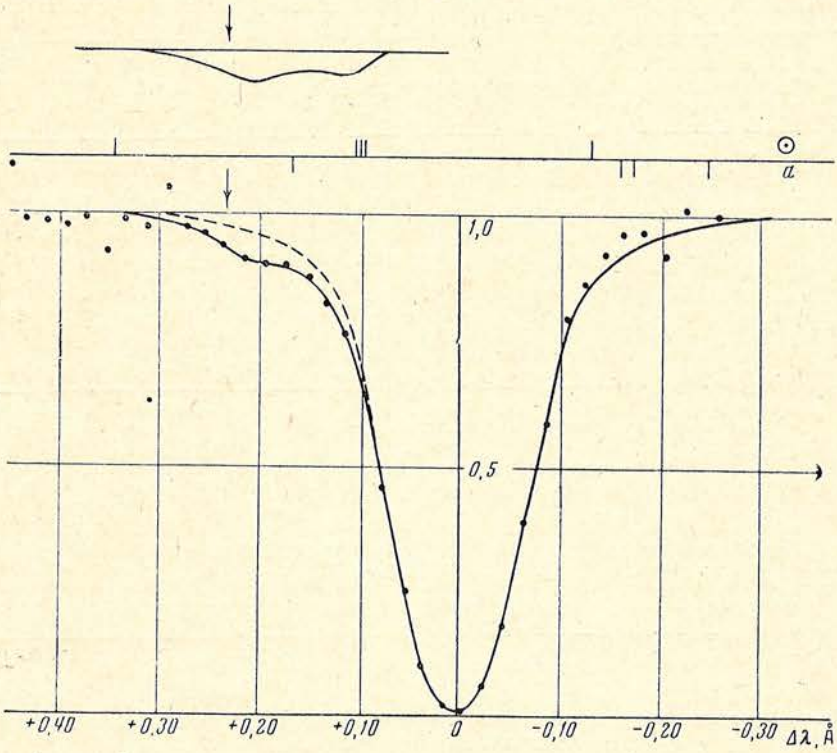
Фиг. 3. Усредненный контур для девяти линий теллурической α-полосы кислорода для спектра Венеры 20 и 21 октября 1961 г.

Сплошная линия — измеренный контур; штриховая — симметричный контур. Вверху — депрессия длинноволнового крыла контура

На фиг. 4 представлен средний контур для линий 1—4, 6—8 для спектра Венеры, полученного 20 августа 1961 г. при щели спектрографа 0,12 Å. Как и на предыдущих рисунках, наверху показано расположение атмосферных (*a*) и солнечных (⊙) линий, последние расположены с учетом допплеровского смещения (см. табл. 1). Пунктиром показан симметричный ход контура, отдельно наверху показана депрессия в виде разности длинноволнового и коротковолнового крыльев контура. Интерпретация этого контура тождественна с интерпретацией контура для снимков 22 и 23 августа (см. фиг. 2), так как допплеровское смещение линий в спектре Венеры 20, 22 и 23 августа практически одинаково. Левый максимум депрессии следует отнести за счет слабой линии поглощения кислорода в атмосфере Венеры.

На фиг. 5 представлен средний контур для линий 1—8 для спектра Венеры, полученного 16 августа 1961 г. при щели 0,17 Å. Как и раньше, сверху показано расположение соседних атмосферных (*a*) и солнечных (⊙) линий, последние с учетом соответствующего допплеровского смещения. Вследствие большой ширины щели контур получился очень широким, вместе с тем влияние зернистости пластинки проявляется заметно сильнее, чем для предыдущих контуров. Здесь можно также заметить депрессию против симметричного хода контура, вызванную группой солнечных линий, линией воды, расположенной около линии 3,

и линией изотопа кислорода. Интенсивность линии воды в этом контуре уменьшена в 8 раз вследствие усреднения по восьми участкам спектра и не может быть полностью ответственной за депрессию. Стрелкой показано место расположения линии поглощения кислорода атмосферы Венеры. Таким образом, и в этом случае намечается влияние слабой линии поглощения кислорода атмосферы Венеры, хотя характер контура



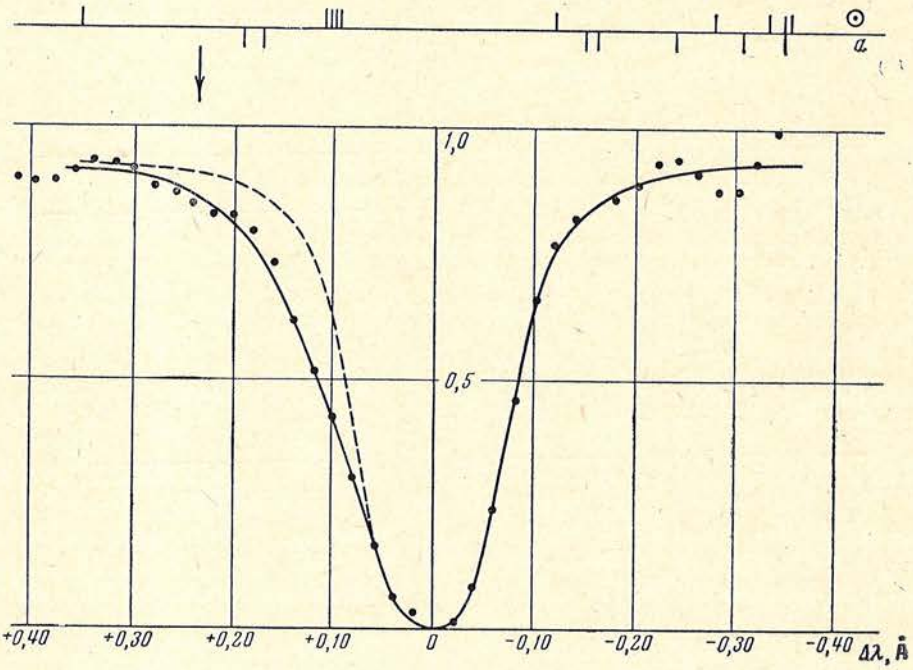
Фиг. 4. Усредненный контур для семи линий теллурической α-полосы кислорода для спектра Венеры 20 августа 1961 г.

Сплошная линия — измеренный контур; штриховая — симметричный контур. Вверху — депрессия длинноволнового крыла контура

более грубый, чем на фиг. 2 и 3, полученных при вдвое более узкой щели спектрографа. В рассмотренных четырех контурах (см. фиг. 2—5) достаточно отчетливо проявляется слабое поглощение молекулярного кислорода в атмосфере Венеры; в пользу такого вывода говорит отсутствие блендирующих линий в соответствующих местах спектра, а также изменение положения максимума наблюдаемой депрессии в зависимости от изменения допплеровского смещения в спектре Венеры.

Интересно сопоставить рассмотренные выше средние контуры со спектром, полученным 26 февраля 1961 г., когда допплеровское смещение от положительного в августе и октябре (удаление Венеры от Земли) переходит в отрицательное, соответствующее приближению Венеры к Земле (26 февраля 1961 г.). Однако проведение такого сравнения затруднено тремя обстоятельствами. Прежде всего мы располагаем только одним спектром 26 февраля в противоположность шести в августе и октябре. Кроме того, как это видно из фиг. 1, с коротковолновой стороны усредненного контура расположено шесть полос воды, которые могут сильно мешать отождествлению депрессии, если она с этой стороны контура будет обнаружена. Наконец, спектр 26 февраля получен при широкой щели (0,17 Å), при которой детали контура становятся менее четкими. Однако все же некоторое сопоставление сделать можно.

Прежде всего при построении усредненного контура за 26 февраля мы исключили все теллурические линии, имеющие с коротковолновой стороны блендирующие линии водяных паров. В этом случае остаются только линии с номерами 2, 6 и 7. Естественно, получение среднего контура для трех линий не очень сильно снижает влияние зернистости и крылья контура будут менее четкими. Сопоставление проводим только



Фиг. 5. Усредненный контур для восьми линий теллурической α-полосы кислорода для спектра Венеры 16 августа 1961 г.

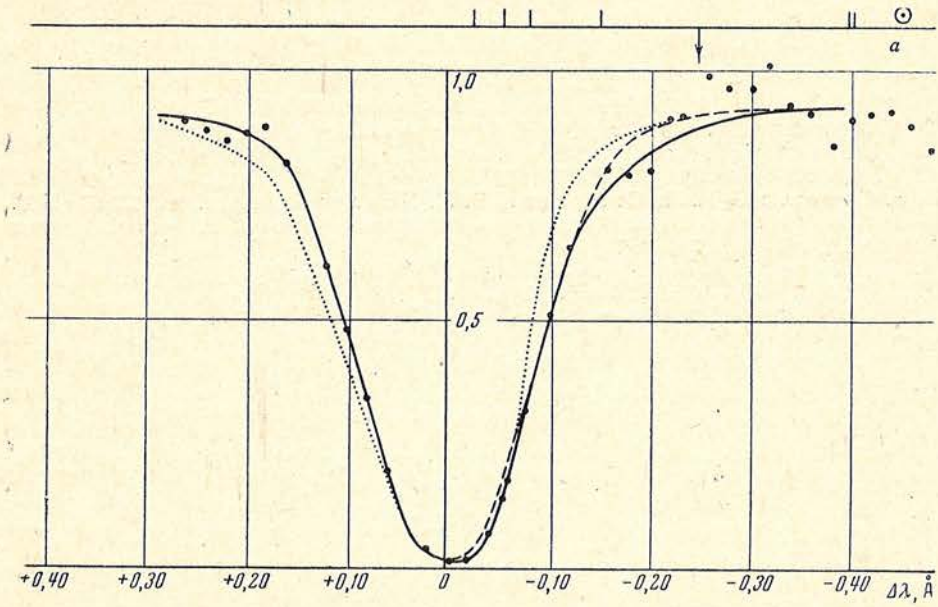
Сплошная линия — измеренный контур; штриховая — симметричный контур

с контуром, полученным 16 августа при той же ширине щели. На фиг. 6 представлено наложение этих двух контуров. Контур 26 февраля дан сплошной линией. Как и следует ожидать, коротковолновое крыло имеет значительные колебания, вызванные зернистостью фотоэмульсии.

Сверху отмечено положение солнечных блендирующих линий с учетом допплеровского смещения, из них первые три слева имеют интенсивность —3, а четвертая —2N. Все же в этом контуре можно усмотреть некоторую несимметрию, расположенную теперь уже на коротковолновом крыле контура; штриховой линией показано наложение длинноволнового крыла на коротковолновое. Обнаруживаются два участка депрессии: первый около вершины контура, вызванный, очевидно, тремя солнечными линиями, другой на коротковолновом крыле, вызванный частично четвертой солнечной линией с интенсивностью —2 N и поглощением в атмосфере Венеры, место которого показано стрелкой.

Кроме того, одновременное рассмотрение контуров 26 февраля и 16 августа (последний нанесен пунктиром) показывает, что в контуре 16 августа по сравнению с контуром для 26 февраля наблюдается депрессия на длинноволновом крыле; контур 26 февраля обнаруживает подобную депрессию в коротковолновом крыле. Такое качественное сопоставление говорит в пользу того, что при переходе от удаления

Венеры от Земли (16 августа) к приближению (26 февраля) депрессия контура переместилась с длинноволнового крыла на коротковолновое, что может являться подтверждением сделанного выше вывода о наличии в спектре Венеры слабой полосы поглощения молекулярного кислорода O_2, имеющегося в атмосфере Венеры.



Фиг. 6. Усредненный контур для трех линий теллурической α-полосы кислорода в спектре Венеры 26 февраля 1961 г.

Сплошная линия — измеренный контур для 26 февраля 1961 г.; штриховая — симметричный контур для 26 февраля 1961 г.; пунктирная — измеренный контур для 16 августа 1961 г.

Против такого вывода можно выдвинуть возражение, которое состоит в том, что если точно под теллурическими линиями кислорода находятся солнечные линии, то они в спектре Венеры вследствие допплеровского смещения будут перемещаться также, как и линии, соответствующие газам атмосферы Венеры. Для проверки этого обстоятельства на дифракционном спектрографе БСТ [9] с линейной дисперсией 0,25 Å/*мм* в спектре IV порядка при ширине щели 0,017 Å были получены спектры Солнца от восточного и западного краев. В этом случае вследствие вращения Солнца в спектре будет наблюдаться допплеровское смещение и, если действительно имеются линии, они могут быть обнаружены по несимметрии крыльев теллурических линий и эта несимметрия должна перемещаться с одного крыла на другое при переходе от восточного края Солнца к западному. Внимательное рассмотрение регистрограмм контуров всех десяти использованных в нашей работе теллурических линий не обнаружило сколько-нибудь заметной асимметрии крыльев; таким образом, мы считаем, что приведенное выше возражение отпадает и обнаруженные нами депрессии следует отнести за счет поглощения молекулярным кислородом атмосферы Венеры.

Мы сейчас воздерживаемся от каких-либо количественных оценок содержания кислорода в надоблачном слое Венеры, отвечающего обнаруженной слабой полосе поглощения в спектре Венеры. Мы считаем, что работу следует продолжать и прежде всего попытаться найти достаточно надежно депрессию контуров на коротковолновом крыле, что соответствует приближению Венеры к Земле. Это является ближайшей нашей задачей.

Мы считаем своим долгом выразить благодарность А. Б. Северному, по инициативе которого начата эта работа, за постоянное внимание и интерес к этой работе, а также за полезные дискуссии. Выражаем благодарность также Н. Е. Орловой за помощь в наблюдениях и в обработке материалов.

17 мая 1962 г.

Литература

1. Ch. E. S. John a. S. B. Nicholson. Astrophys. J., **56**, 380, 1922.
2. W. S. Adams a. Th. Dunham. Publ. Astron. Soc. Pacific, **44**, 243, 1932.
3. F. J. Heyden, C. C. Kiess a. H. K. Kiess. Science, **130**, 3383, 1195, 1959.
4. C. W. Allen. Astrophys. J., **85**, 156, 1937.
5. А. Б. Северный, Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Астрон. ж., **37**, 23, 1960.
6. Д. И. Еропкин и В. Н. Кондратьев. Бюлл. Комиссии по исслед. Солнца, VII и VIII, 1934.
7. W. S. Adams a. Th. Dunham. Astrophys. J., **79**, 308, 1934.
8. R. Mecke a. W. H. J. Childs. Z. Phys., **68**, 362, 1931.
9. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **15**, 31, 47, 1955.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

СТРУКТУРА МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ЕЕ ИЗМЕНЕНИЯ В РАЙОНЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Е. Северный, Е. Ф. Шапошникова

В 51 случае рассмотрены конфигурации и магнитные поля в группах пятен до и после вспышек для четырех классов вспышек: I класс — протонные вспышки балла 3 и 3+, давшие зарегистрированный на баллонах эффект увеличения космических лучей, включая вспышки, давшие эффект на уровне Земли; II класс — протонные вспышки балла 3 и 3+ без зарегистрированного эффекта на баллонах, но давшие поглощение в полярной шапке; III класс — вспышки балла 3 и 2+ без геофизических эффектов и IV класс — вспышки балла 2 и 2+. Найдены заметные изменения в конфигурациях пятен после сильных вспышек (I класс и отчасти II): конфигурация расширяется, одно из пятен с одноименной полярностью выталкивается. Показана возможность лабораторного моделирования полей конфигурации пятен и для каждого из 51 случаев построена модель поля до и после вспышки. Найдено, что градиент поперечного поля у нейтральных точек конфигураций-моделей очень сильно уменьшается после вспышек I и II класса, тогда как для вспышек III и IV класса это уменьшение существенно меньше (см. табл. 7—10 и фиг. 6 и 7).

Результаты моделирования показывают, что чем сильнее вспышка, тем больше эти градиенты перед вспышкой: нет ни одной вспышки балла 3 с градиентом меньше 0,1 *гс/км* и вспышки балла 2 с градиентом больше этой величины. Эти результаты подтверждаются в ряде случаев сравнением магнитных карт до и после вспышки, полученных на магнитографе. Например, градиенты поля после вспышек 22 августа 1958 г., 16 июля и 18 августа 1959 г. претерпели существенное заметное уменьшение по большинству из направлений, соединяющих полюса-пятна. Отмечено увеличение градиентов поля непосредственно перед вспышкой.

THE STRUCTURE OF MAGNETIC FIELDS AND ITS VARIATIONS IN FLARE REGIONS. by *S. I. Gopasyuk, M. B. Ogir, A. B. Severny, E. F. Shaposhnikova.* In 51 cases a study has been made of the configurations and magnetic fields in spot groups, before and after a flare, for 4 classes of flares. Class I — proton flares of importance 3 and 3+, which were responsible for a cosmic ray increase effect recorded on balloons. Flares producing this effect at ground level are included in this class. Class II — proton flares of importance 3 and 3+. No effect was recorded on balloons, but the flares were responsible for absorption in the polar cap. Class III — flares of importance 3 and 2+. No geophysical effects. Class IV — flares of importance 2 and 2+.

Considerable changes in the configurations of spots have been noted after intense flares (class I and partly class II). The configuration widens, one of the spots with similar polarity is pushed out. The possibility of producing laboratory models of fields of spot configurations is shown. For each of the 51 cases a model of the field before and after the flare has been constructed. It is found that the transversal field gradient in neutral points of the configurations-models decreases very sharply after flares of classes I and II. For flares of class III and IV this decrease is essentially smaller (tables 7—10 and figs. 6 and 7).

Results of modeling show that there is a correlation between the importance of the flare and the gradient before the flare: the greater the importance of the flare, the larger the gradient. No flare of importance 3 has been observed with a gradient less than 0,1 gs/km and no flare of importance 2 with a gradient exceeding this value. These results are confirmed in several cases by a comparison of the magnetic charts, obtained before and after a flare, with the magnetograph. For example the field gradient after the flares of August 22, 1958, July 16, 1959 and August 18, 1959 showed an essential appreciable decrease in most of the directions linking the poles-spots. An increase of the field gradient immediately before a flare is noted.

Введение

Цель настоящей работы — выяснить, в каких конфигурациях пятен — носителей магнитного поля возникают вспышки и какие изменения конфигураций магнитного поля с ними связаны. В частности, представляет интерес вопрос, не связана ли мощность вспышки и такие ее эффекты, как излучение космических лучей, протонов, вызывающих поглощение в полярной шапке, с характерными особенностями конфигураций поля или его изменений. Для изучения этого вопроса мы пытаемся использовать весь доступный нам, полученный во время МГГ материал о магнитных полях групп пятен, в которых возникали вспышки различной мощности (§ 1). В основном ради упрощения большой вычислительной работы и из-за отсутствия данных о поперечных полях все данные об абсолютных напряженностях магнитных полей в группах были использованы для построения лабораторных моделей конфигураций поля, подобных солнечным. При помощи таких моделей удалось изучить ряд важных свойств конфигураций поля, связанных со вспышками (§ 2). Эти результаты можно было подтвердить при помощи магнитных карт, полученных на магнитографе в тех случаях, когда имелись записи полей до и после вспышек (§ 3).

§ 1 настоящей работы подготовлен и написан М. Б. Огирь и Е. Ф. Шапошниковой, § 2 — А. Б. Северным, § 3 — С. И. Гопасюком.

§ 1. Данные наблюдений

Нами рассматриваются мощные вспышки балла 2 и выше. Все вспышки разбиты на четыре класса: I — мощные вспышки балла 3 и 3+, сопровождавшиеся увеличением интенсивности космических лучей в стратосфере на больших широтах, зарегистрированные при помощи баллонов или шаров-зондов (сюда входят, конечно, вспышки, давшие увеличение интенсивности космических лучей на уровне Земли.); II — мощные вспышки балла 3 и 3+, вызвавшие поглощение в ионосфере на высоких широтах (полярные блокауты и возрастание f_{min}), для которых эффект в космических лучах либо не наблюдался, либо таких измерений не было; III — мощные вспышки балла 3 и 2+, определенно не давшие зарегистрированного увеличения космического излучения на Земле; IV — вспышки балла 2 и 2+, для которых нет зарегистрированных эффектов космического излучения и геофизических эффектов.

Для получения более уверенных результатов были исключены вспышки с гелиографической долготой (λ) больше 60°. Кроме того, были исключены из рассмотрения вспышки, не имевшие достаточных определений магнитных полей (по условиям погоды, в случае определения магнитных полей только для мощных пятен или только для части видимого диска); по этой же причине были полностью исключены вспышки, наблюдавшиеся до начала МГГ.

Для каждой вспышки рассматривались конфигурации группы пятен и их магнитных полей за все время прохождения данной группы по видимому диску Солнца. Подбор магнитных полей и положений пятен производился с таким расчетом, чтобы они были наиболее близкими к началу и концу вспышки, но не попадали в интервал, когда была сама вспышка. Иногда приходилось брать положение пятен из наблюдений одной обсерватории, а магнитные поля из наблюдений другой обсерватории. В тех случаях, когда магнитные наблюдения одной обсерватории, наиболее близкие к моменту начала или конца вспышки, не были достаточно полными, приходилось их дополнять наблюдениями других обсерваторий, тоже по возможности близкими по времени к вспышке. Следует указать, что не всегда удавалось подобрать магнитные поля

и положения пятен за несколько часов до начала или после конца вспышки. В ряде случаев моменты наблюдений магнитных полей и положения пятен отстояли от времени вспышки на сутки или даже несколько больше (см. ниже эскизы групп на фиг. 1—4).

Положение вспышек в данной конфигурации пятен определялось по координатам, взятым из каталогов, указанных ниже. Следует отметить, что точность нанесения места вспышки не высока. Основная причина этого заключается в том, что до сих пор нет единой системы или правила для определения координат вспышек. Вследствие этого оценки координат одной и той же вспышки, даваемые разными обсерваториями, нередко отличаются на несколько градусов. Это расхождение в оценке координат вспышек сильно зависит от характера вспышек: в случае вспышек «статических» [1] оно не велико; в случае же вспышек «динамических» [1] оно может достигать большой величины. В случае «динамических» вспышек некоторые обсерватории дают координаты, примерно соответствующие началу вспышки, т. е. возможно ближе к истинному очагу возникновения вспышки, тогда как большинство обсерваторий обычно дает координаты центра вспышки в стадии наибольшего ее развития.

Для того, чтобы исключить некоторую неточность при определении местоположения вспышки, при выборе конфигурации пятен, в которой эта вспышка возникла, была произведена еще дополнительная проверка, описанная ниже. Если удавалось подобрать два или более близких определений положения пятен перед мощной вспышкой (или после окончания ее) и если не наблюдалось в этот период значительных вспышек (балла больше 1), то можно было подметить следующую закономерность: перед вспышкой близлежащие к ней пятна (или ядра одного какого-либо мультиполярного пятна) постепенно сближались, после же вспышки пятна (ядра) одноименной полярности заметно расталкивались (см. ниже § 2). Эти изменения в расположении пятен (ядер) наблюдались только в тех местах, где наблюдалась вспышка. Именно это обстоятельство и позволило увереннее выбирать ту конфигурацию пятен (или в случае мультиполярного пятна — ядер), где возникала вспышка.

При выполнении работы были использованы следующие материалы:

1. Каталоги Е. Додсон и Р. Хедеман за 1957—1959 гг. [2].
2. Квартальные бюллетени солнечной активности № 119—128 за 1957—1959 гг. [3].
3. Данные мирового центра солнечной активности № 13—15 за 1957—1961 гг. [4].
4. Карты Солнца Фраунгоферовского института за 1957—1961 гг. [5].
5. Каталог магнитных полей солнечных пятен за время МГГ (1. VII 1957 г.— 31. XII 1958 г.) [6].
6. Список протонных вспышек за 1957—1961 гг. [7].
7. Диаграммы, содержащие сведения о геофизических эффектах и наличии радиовсплесков IV типа, вызываемых хромосферными вспышками [8].
8. Сводный список вспышек по баллонным измерениям, преимущественно наблюденными А. Н. Чарахчьяном * [9].
9. Кинофильмы вспышек с коронографа КГ-1 (Научный) и АФР-2 (Симеиз) за 1957—1961 гг.
10. Фотогелиограммы, полученные на БСТ (Научный) и на АФР-2 (Симеиз, Пиркули, Кисловодск) за 1957—1961 гг.
11. Спектрогелиограммы и магнитограммы, полученные на БСТ (Научный) за 1957—1961 гг.

---

* Список был любезно предоставлен нам А. Н. Чарахчьяном.

12. Материалы наблюдений магнитных полей обсерваторий Советского Союза (Крымская астрофизическая обсерватория, Главная астрономическая обсерватория, Кисловодск, ИЗМИРАН) за 1959—1961 гг.

Описание вспышек различных классов

I. Протонные вспышки с баллонными измерениями

В этот класс включены все протонные вспышки, для которых имеются баллонные измерения согласно списку [9]. Кроме того, сюда были отнесены мощные протонные вспышки, для которых не было баллонных измерений, но которые по всем своим геофизическим признакам очень близки к вспышкам, давшим космические лучи в стратосфере по баллонным измерениям (часть наблюдений вспышек была выполнена еще до начала баллонных измерений). Данные о геофизических эффектах этих вспышек, а также вспышек класса II в настоящей статье не приводятся. Подробные описания этих явлений даны в статье [7].

Сведения о вспышках класса I даны в табл. 1.

Таблица 1

№ п/п	Дата	Балл	Время наблюдения		Координаты		Примечание
			начало	конец			
1	3.VII 1957 г.	3+	07^h12^m	11^h45^m	N 14 N 10	W 40 W 42	Нет баллонных измерений
2	28.VIII	3	08 10	14 04	S 31	E 33	То же
3	20.X	3+	16 37	18 04Д	S 26 S 26	W 45 W 35	» »
4	7.VII 1958 г.	3+	00 20	04 14	N 24	W 08	
5	16.VIII	3+	04 33	08 31	N 14	W 50	Нет баллонных измерений
6	22.VIII	3	14 17	17 17Д	N 18	W 10	
7	10.VII 1959 г.	3+	02 10E	10 03Д	N 22	E 64	
8	14.VII	3+	03 25E	11 21	N 17	E 06	
9	16.VII	3+	21 14	24 30	N 16	W 30	
10	1.IV 1960 г.	3+	08 40	13 20	N 12	W 11	
11	12.XI	3+	13 25	19 22	N 26	W 05	
12	15.XI	3	02 07	04 27	N 26	W 35	
13	28.IX 1961 г.	3	22 02	01 30	N 12	E 29	

Примечание. Е означает, что действительное начало вспышки произошло раньше приведенного момента (раньше начала наблюдений); Д означает, что к моменту конца наблюдений вспышка не закончилась.

Время в статье всюду дается мировое.

Ввиду особой важности протонных вспышек, для каждой из них ниже приводится подробное описание групп пятен, в которой они возникли, а также зарисовки этих групп пятен и их магнитных полей до и после вспышки с указанием обсерватории, давшей эти данные, и среднего момента времени, к которому они относятся, с точностью до 0,01 суток. В случае, если средние моменты определения положения пятен и магнитных полей не совпадают, на эскизах приводятся два момента, из которых первый относится к моменту определения положения пятен, а второй — к моменту определения магнитных полей.

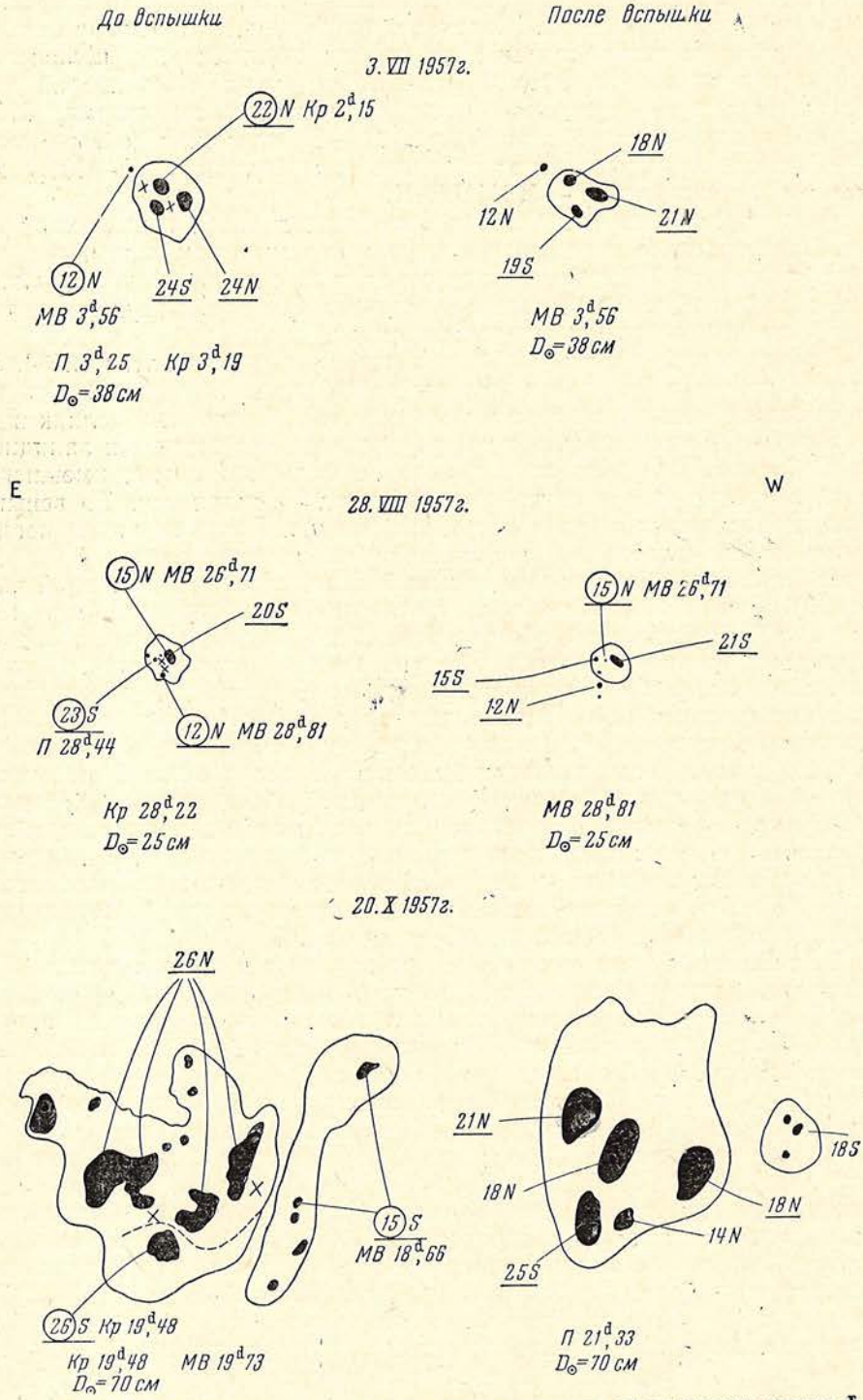
Как уже указывалось выше, в случае отсутствия подробных наблюдений полей данные о полях для некоторых пятен брались из наблюде-

ний других обсерваторий за данный день или даже за другие ближайшие дни. Такие несколько неуверенные определения на эскизах даны в кружке с указанием обсерватории, давшей магнитное поле, и среднего момента определения поля. На эскизах напряженность и полярность тех пятен, которые тесно связаны по своему положению с положением вспышки, подчеркнуты прямой линией. Названия обсерваторий даны сокращенно: *Кр* — Крымская астрофизическая обсерватория, *МВ* — Маунт-Вилсоновская обсерватория, *П* — Потсдамская обсерватория, *Г* — Главная астрономическая обсерватория (Пулково), *К* — Кисловодская горная станция, *И* — ИЗМИРАН.

Диаметр изображения Солнца, с которого делался эскиз, всюду указан. Приближенное положение вспышки на эскизе нанесено косым крестом. За время МГГ нумерация групп дана по системе Маунт-Вилсоновской обсерватории. Для остальных вспышек нумерация групп не дается. Перейдем к описанию отдельных вспышек.

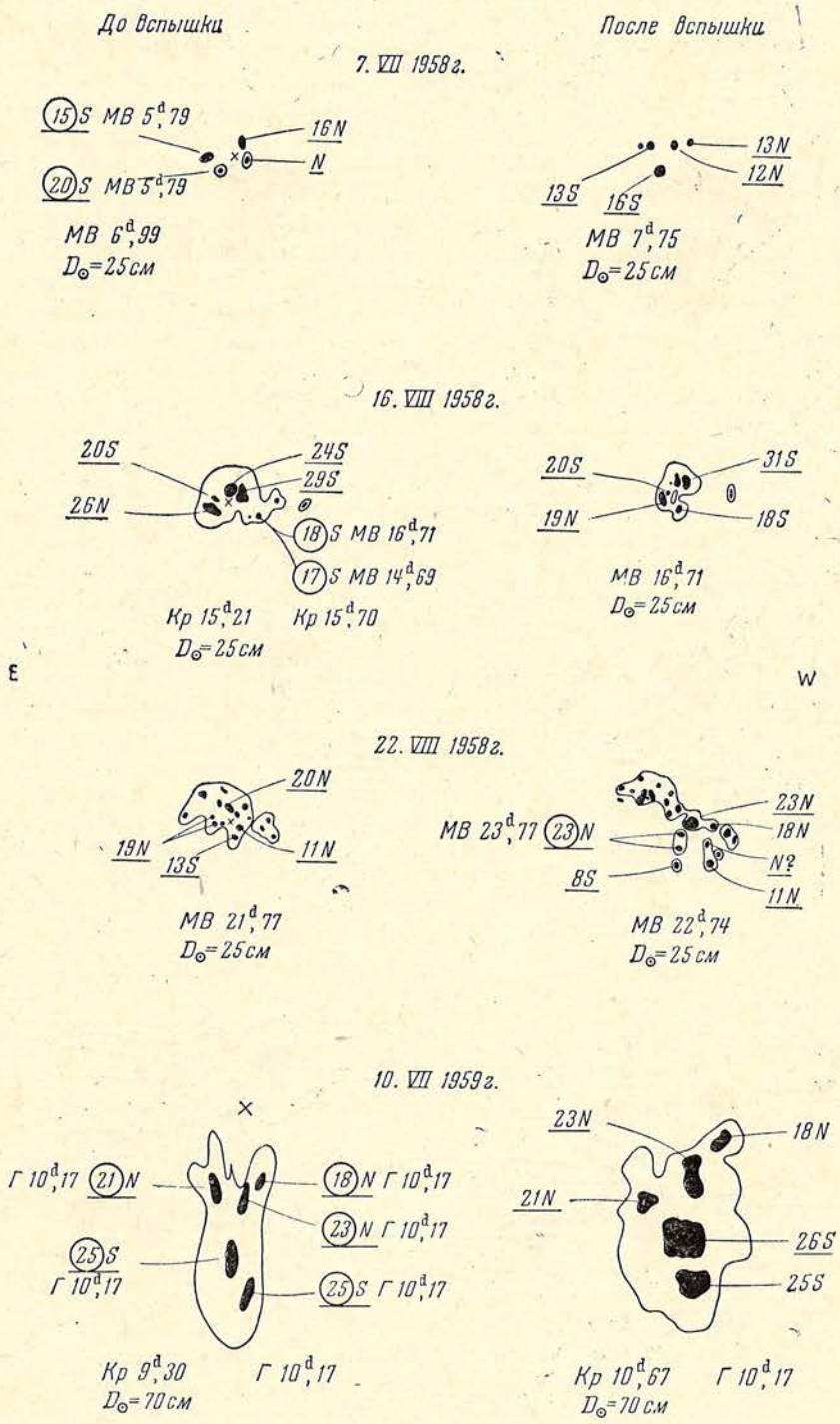
Вспышка 3 июля 1957 г. возникла в группе пятен 12434. Появилась группа из-за края и впервые наблюдалась 24 июня. Она состояла из одного большого пятна и мелких пятен. Количество мелких пятен и их размеры уменьшались по мере продвижения группы к западному краю Солнца. Вспышка возникла около большого пятна, имевшего в своей полутени три мощных ядра различной полярности. Во вспышке было два основных очага и несколько мелких. Очаги возникли неодновременно: сначала началась вспышка в восточной части (7 12), а через некоторое время появился новый очаг вспышки в западной части (8^h30^m). Самым близким к началу вспышки было определение магнитных полей Потсдамской обсерватории 3 , 27 июля, но, к сожалению, были даны только полярности без указания напряженностей. Поэтому положение пятен было взято из определений указанной обсерватории, а магнитные поля были нанесены из определений Крымской астрофизической обсерватории 3^d,19 июля (положение пятен для этого момента не было дано). После вспышки было использовано ближайшее определение магнитных полей Маунт-Вилсоновской обсерватории 3,^{d}56 июля. В результате вспышки напряженности всех мощных полюсов уменьшились и пятна несколько разошлись (см. эскиз и фиг. 6). Вспышка 3 июля наблюдалась на нашей обсерватории и подробно рассмотрена в [10, 11]. Эту вспышку также наблюдали на многих обсерваториях мира, ее подробные описания даются в [12, 13].

Вспышка 28 августа 1957 г. возникла в группе пятен 12579. Появилась группа из-за края 25 августа в виде двух пятен, соединенных довольно узким перешейком полутени. К концу дня 27 августа пятна были видны уже совершенно раздельными (см. наблюдения Маунт-Вилсоновской обсерватории 27^d,81 августа). Протонная вспышка возникла в хвостовом, более южном пятне группы, имевшем в своей полутени несколько ядер различной полярности. Вспышка имела два очага, возникшие одновременно, но достигшие максимума интенсивности в различное время. Ближайшими по времени к началу вспышки оказались определения магнитных полей Крымской и Потсдамской обсерваторий. Положение пятен взято из определения Крымской обсерватории 28, 30 августа. Магнитные поля взяты тоже для этого момента и дополнены наблюдениями Потсдамской и Маунт-Вилсоновской обсерваторий. Особо следует указать, что определение магнитного поля полюса 15 N было взято из наблюдений Маунт-Вилсоновской обсерватории 26^d,71 августа. Этот полюс наблюдался также 27 и 28 августа, но определений магнитного поля для него не было сделано. Маунт-Вилсоновская обсерватория, дающая наиболее подробные магнитные поля, 27 августа совсем не наблюдала, а 28 августа не определила магнитное поле для указанного полюса. После вспышки оказалось, что один из полюсов (12 N) был

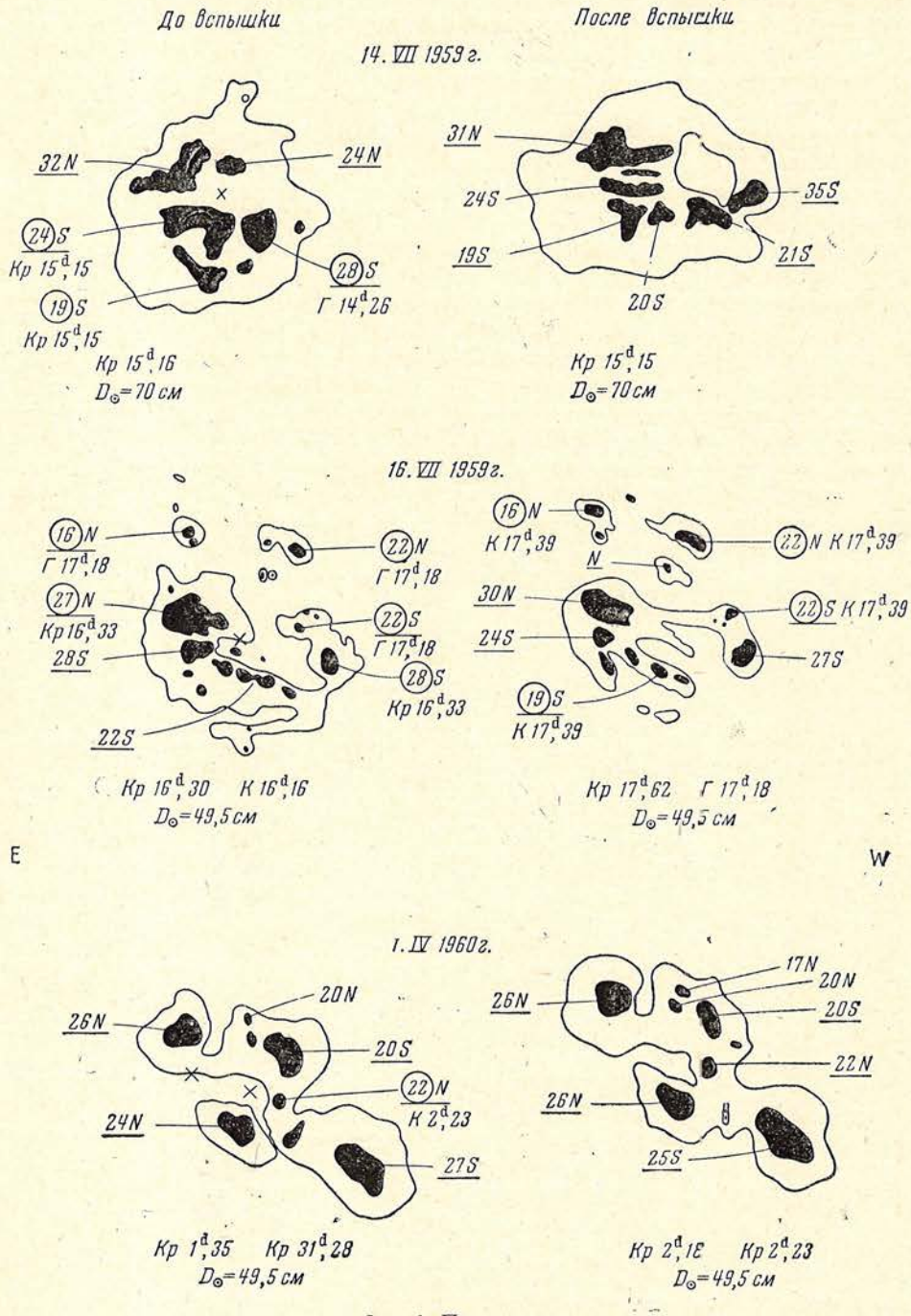


Фиг. 1. Конфигурации пятен и их магнитные поля для вспышек класса I

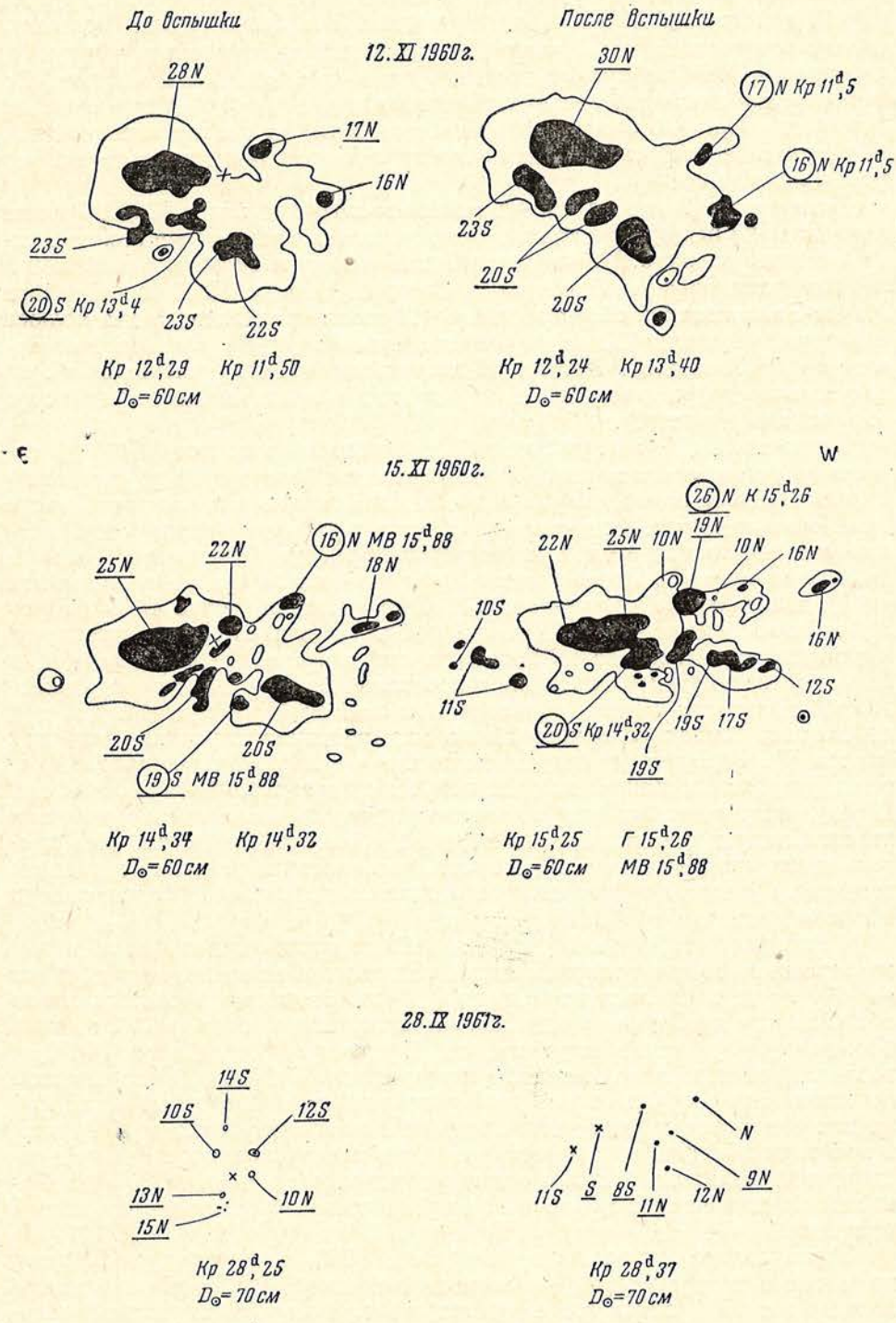
(см. также стр. 21—23)



Фиг. 1. Продолжение



Фиг. 1. Продолжение



Фиг. 1. Окончание

вытолкнут из общей полутени пятна (см. эскиз и фиг. 6). Вспышка наблюдалась на нашей обсерватории и подробно описана в [10].

Вспышка 20 октября 1957 г. возникла в группе пятен 12689. Появилась группа 11 октября из-за края. Эта была группа больших, сильно развитых пятен. Вспышка возникла в большом хвостовом пятне, имевшем в своей полутени мощные ядра различной полярности. Во вспышке наблюдались два очага, возникшие не одновременно: сначала появился западный очаг, а через несколько минут возник и восточный. В результате вспышки напряженности полюсов N-полярности сильно уменьшились.

Вспышка 7 июля 1958 г. возникла в группе пятен 13350. Группа появилась 29 июня из-за края в виде нескольких пятен, уже находящихся в стадии распада. Вспышка возникла между небольшими пятнами в средней части группы. В результате вспышки полюс 16 N (определение Маунт-Вилсоновской обсерватории $6^d,99$ июля) распался на два полюса с напряженностями 13 и 12 N (определение Маунт-Вилсоновской обсерватории $7^d,75$ июля). Полюса S-полярности немного уменьшились по напряженности, а расстояние между ними значительно возросло (см. эскизы и фиг. 6).

Вспышка 16 августа 1958 г. возникла в группе 13434. 6 августа группа появилась из-за края. В головной части этой группы находилось большое пятно, окруженное мелкими пятнами, в хвостовой части были мелкие пятна. Вспышка произошла в большом пятне, содержавшем в своей полутени ядра различной полярности. В результате вспышки произошел разрыв в полутени пятна на месте вспышки.

Вспышка 22 августа 1958 г. возникла в группе 13464. Группа появилась из-за края 15 августа. Она имела сложную структуру: 22 августа она состояла из большого пятна в средней части группы и более мелких пятен в головной и хвостовой частях. 20 августа наблюдалась протонная вспышка класса II в головной части этой группы, вызвавшая распад головного пятна (см. описание в разделе вспышек класса II). Вспышка 22 августа возникла в большом пятне средней части группы, содержащем в своей полутени ядра различной полярности. В результате вспышки большое пятно распалось на несколько меньших пятен. Следует отметить, что в этой же группе наблюдалась еще протонная вспышка класса II 26 августа (см. описание вспышки в разделе вспышек класса II). Вспышка наблюдалась на нашей обсерватории и подробно описана в [14, 15].

Вспышки 10, 14 и 16 июля 1959 г. произошли в одном и том же огромном мультиполярном пятне, состоявшем из нескольких крупных ядер. Группа появилась из-за края 9 июля. За время прохождения по видимому диску Солнца она дала 11 мощных вспышек балла $\geqslant 2$ и очень большое число менее интенсивных. Вспышка 10 июля 1959 г. возникла вблизи ядер северной полярности. Судить об изменениях, происшедших в группе после этой вспышки, довольно трудно, так как группа в это время находилась близко к краю. Изучение этой группы в последующие дни показывает, что ядра южной полярности в ней постепенно дробились, а самое западное ядро среди ядер южной полярности отодвигалось к западу, постепенно выходя из общей полутени.

В результате вспышки 14 июля 1959 г., которая произошла примерно в центре группы, но несколько ближе к ядрам южной полярности, ядро 28 S почти совсем было вытолкнуто из общей полутени. После вспышки восточнее этого ядра возникло крупное ядро 21 S Вспышка наблюдалась на нашей обсерватории и подробно описана в [16, 17].

Вспышка 16 июля 1959 г. также произошла примерно в середине рассматриваемой группы. После вспышки ядра 22 S и 28 S заметно

отодвинулись от ядер 27 N и 28 S, находящихся к востоку от них (см. эскиз и фиг. 6). Ядра в группе заметно раздробились и разошлись из общей полутени. Вспышка наблюдалась на обсерватории Маунт-Вилсон и описана в [18, 19].

Вспышка 1 апреля 1960 г. возникла в очень развитой и большой группе пятен разной полярности с очень сильными напряженностями поля. Эта группа возникла на диске 26 марта в виде мелких пор. 27 марта это уже была группа с одним крупным и несколькими мелкими ядрами внутри общей полутени. Развитие группы происходило чрезвычайно быстро. 28 марта она уже представляла собой мощное пятно с двумя крупными ядрами в общей полутени. В последующие дни количество ядер в полутени возросло. Общая полутень ядер постепенно приобретала очень разорванный вид, а ядра разделились на четыре довольно устойчивые группы с перешейками между их полутенями. К 1 апреля эти ядра достигли особено больших размеров. В [20] дана картина эволюции этой группы; там же указывается, что эта группа характеризовалась большой активностью и дала очень сильные геофизические и радиоэффекты. В [20] отмечается, что группа является аномальной по своему развитию, по геометрической конфигурации, собственным движениям и магнитным полярностям. Вспышка 1 апреля произошла в середине рассматриваемой группы. В отличие от всех остальных вспышек первого класса, после нее никаких заметных изменений в группе пятен не произошло, так что и в этом отношении ее можно считать аномальной. Вспышка наблюдалась также и на нашей обсерватории.

Вспышки 12 и 15 ноября 1960 г. возникли в протяженной, очень развитой группе крупных пятен, появившейся на краю 6 ноября. Все ядра этой огромной группы находились в общей полутени. В процессе движения группы по видимому диску Солнца заметные изменения происходили среди пятен южной полярности. Крупное западное ядро постепенно отодвигалось от довольно устойчивого ядра северной полярности, а между ними возникали новые ядра южной полярности.

Вспышка 12 ноября 1960 г. произошла в мультиполярной хвостовой части группы с большими напряженностями, вблизи пятен 17 N и 28 N. После вспышки ядро 17 N далеко отодвинулось от ядра 28 N (см. эскиз и фиг. 6).

Вспышка 15 ноября 1960 г. также возникла в хвостовой части группы. После вспышки заметно раздвинулись ядра 25 и 22 N, а ядра 25 N и 20 S сблизились (см. эскиз и фиг. 6), причем ядро 20 S значительно увеличилось по своим размерам. Вспышки 12 и 15 ноября подробно описаны в [19].

Вспышка 28 сентября 1961 г. возникла в группе, появившейся из-за края 25 сентября. Группа состояла из нескольких крупных пятен в головной части и ряда мелких пятен в хвостовой. Вспышка произошла в хвостовой части среди небольших пятен с малыми напряженностями магнитных полей. После вспышки из пятна с двумя ядрами разной полярности (10 N и 12 S) в общей полутени был вытолкнут полюс 12 S. Ядра же северной полярности, находившиеся вблизи места вспышки, сблизились между собой, особенно ядра 13 N и 10 N. На следующий после вспышки день пятна хвостовой части группы значительно уменьшились по размерам и ослабли по напряженности поля.

II. Протонные вспышки без баллонных измерений

Сюда отнесены те вспышки, которые значатся как протонные в списке [7]. Сведения о вспышках данного класса приведены в табл. 2. Описание вспышек и эскизы даны по тому же принципу, что и для вспышек класса I.

Таблица 2

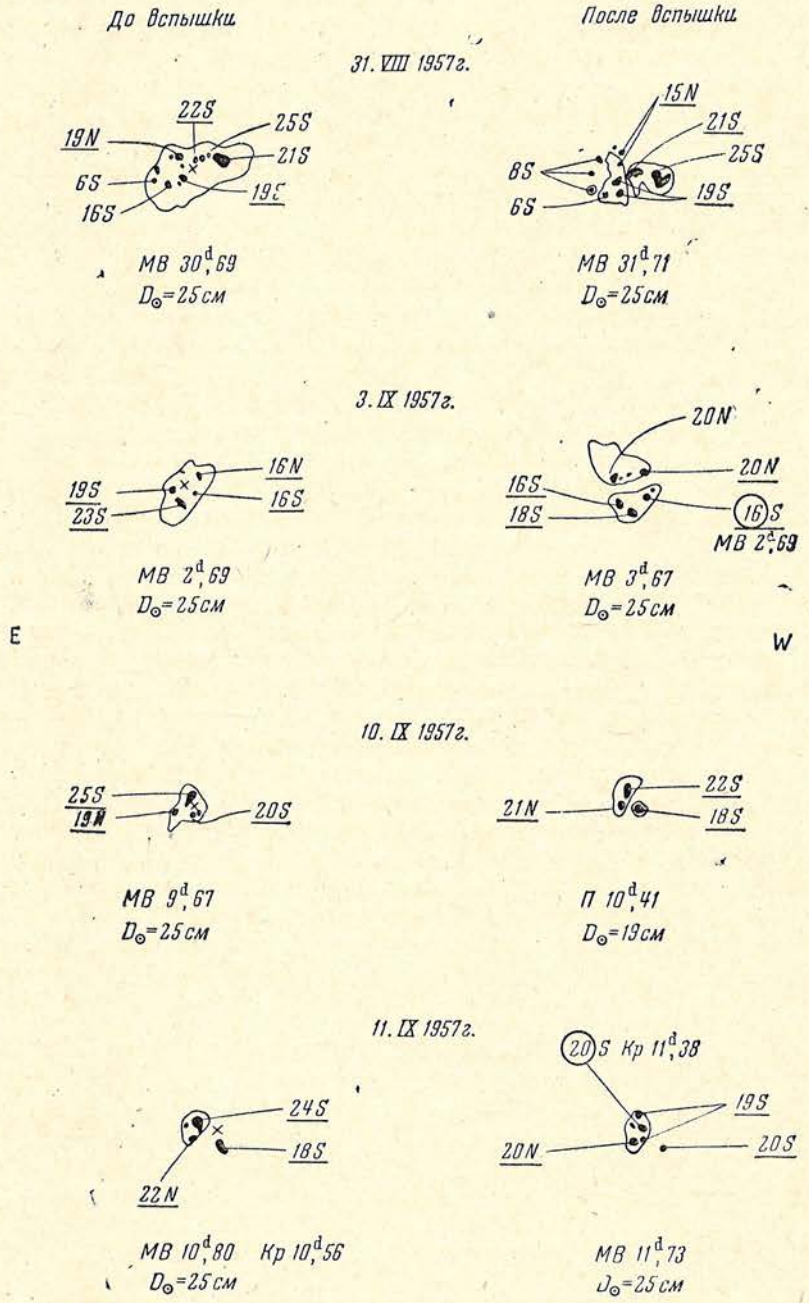
№ п/п	Дата	Балл	Время наблюдения		Координаты
			начало	конец	
1	31.VIII 1957 г.	3	12^h57	14^h55^m Д	N 25 W 02
2	3.IX	3	14 12	17 27	N 23 W 30
3	10.IX	3	02 23	03 00Д	N 14 E 16
4	11.IX	3	02 36E	07 28	N 13 W 02
5	21.IX	3	13 30	15 10	N 10 W 06
6	20.VIII 1958 г.	2+	00 42	01 28	N 16 E 18
7	26.VIII	3	00 05	01 24	N 20 W 54
8	18.VIII 1959 г.	3	10 19	13 50	N 11 W 34
9	29.III 1960 г.	2+	06 40	08 52	N 12 E 30

Вспышка 31 августа 1957 г. произошла в группе 12580. Группа появилась из-за края 25 августа, состояла она из больших, сильно развитых пятен. Протонная вспышка возникла в головном, очень большом пятне группы, содержащем в своей полутени много ядер различной полярности. Ближайшим ко времени вспышки было определение магнитных полей Маунт-Вилсоновской обсерватории 30^d69 августа, т. е. почти за сутки ($21^h,30^m$) до вспышки, так как 31 августа утренних наблюдений не было (ни одна обсерватория, кроме Маунт-Вилсоновской, не наблюдала). Магнитные поля после вспышки были определены примерно через 1,5 часа Маунт-Вилсоновской обсерваторией за $31^d,71$ августа.

После вспышки большое головное пятно распалось, отделилась его восточная часть (там, где была вспышка). Два полюса 19 N и 19 S (по наблюдениям 30 августа) распались каждый на два, а напряженности каждого полюса в паре были такими же, как у первоначальных полюсов (полюс 19 S распался на два полюса, каждый с напряженностью 19 S) или немного меньшими (полюс 19 N распался на два полюса с напряженностью по 15 N). Таким образом, общий вид магнитных полей в районе вспышки не упростился, а усложнился.

Вспышка 3 сентября 1957 г. произошла в той же группе 12580 (см. описание группы, данное при вспышке за 31 августа). За время с 31 августа до 3 сентября группа была в стадии распада: сложные по структуре пятна все более и более дробились на мелкие. Протонная вспышка 3 сентября возникла в хвостовом пятне, имевшем в своей полутени ядра различной полярности. Место вспышки указано на карте Маунт-Вилсоновской обсерватории (наблюдавшей эту вспышку) 3 сентября. После вспышки хвостовое пятно распалось (N- и S-полярности разделились). Вспышка наблюдалась на нашей обсерватории и подробно исследована в [10].

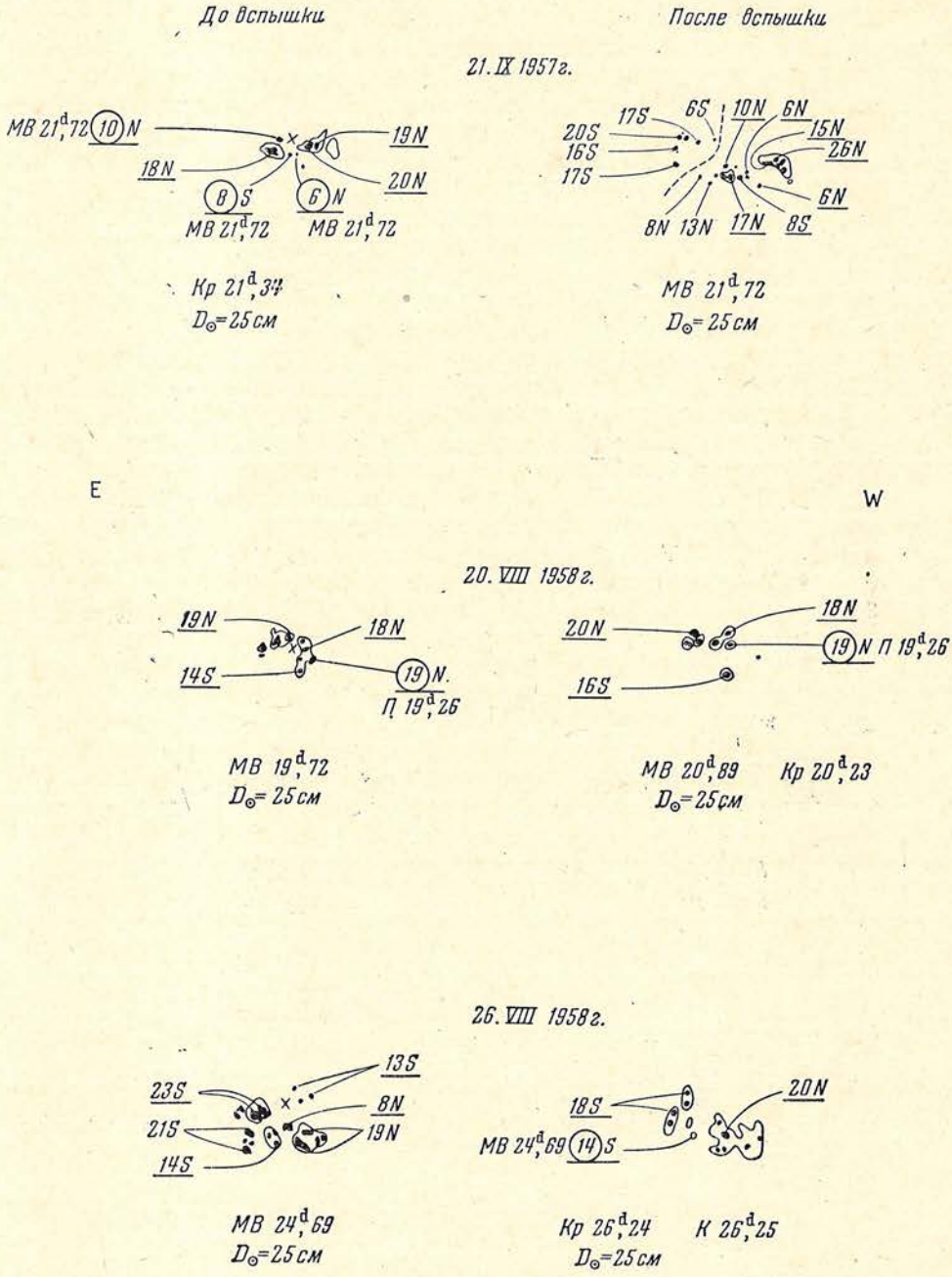
Вспышка 10 сентября 1957 г. произошла в группе 12596. Когда группа появилась из-за края 4 сентября, она уже находилась в стадии распада: много пятен неправильной формы и небольших размеров. Протонная вспышка возникла в самом большом пятне хвостовой части группы, имевшем в своей полутени ядра различной полярности. В результате вспышки полюс 20 S (определение Маунт-Вилсоновской обсерватории, $9^d,67$) был выбит из общей полутени и образовалось небольшое новое пятно с магнитным полем 18 S (определение Потсдамской обсерватории $10^d,41$ сентября) к западу от рассматриваемого хвостового пятна (см. эскизы).



Фиг. 2. Конфигурации пятен и их магнитные поля для вспышек класса II
(см. также стр. 28 и 29)

Вспышка наблюдалась единственной станцией (Сидней).

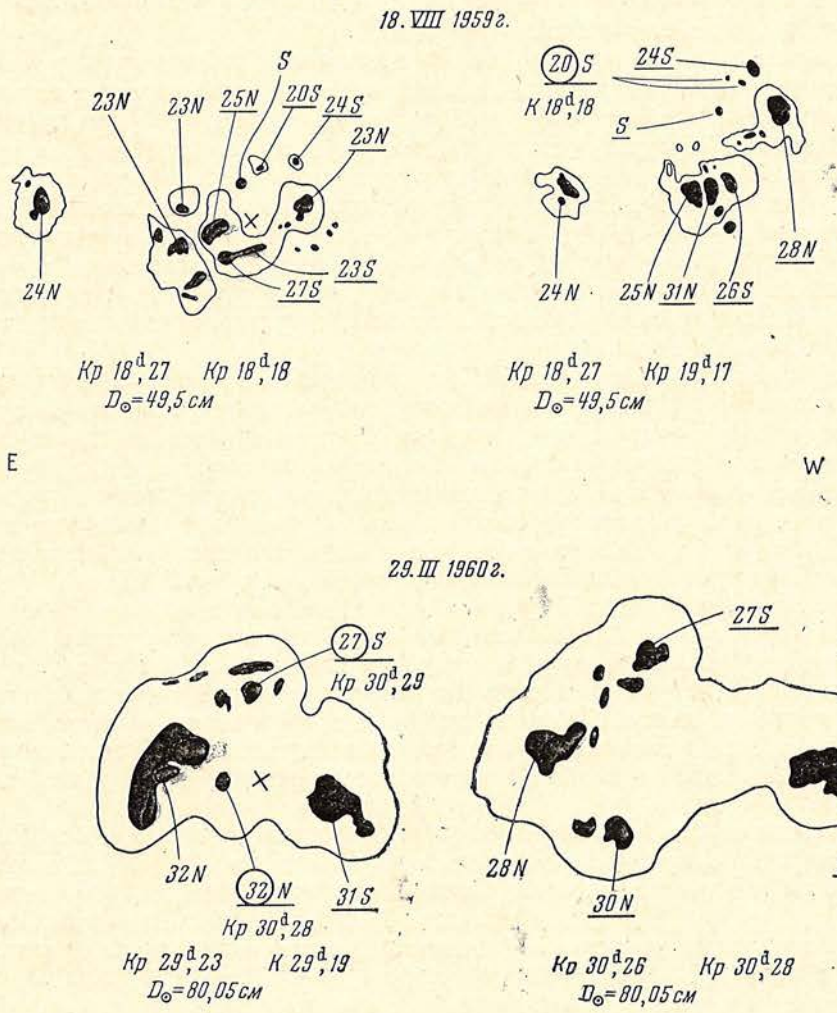
Вспышка 11 сентября 1957 г. возникла в той же группе 12596 (см. описание вспышки 10 сентября). Она возникла почти на том же месте (немного западнее), где была вспышка 10 сентября. В результате вспышки магнитный полюс 24 S (определение Маунт-Вилсоновской обсерватории 10d,80 сентября) распался на три полюса; для двух крайних Маунт-Вилсоновская обсерватория определила поля как 19 S, а для среднего определение магнитного поля произведено



Фиг. 2. Продолжение

Крымской астрофизической обсерваторией $11^d,38$ сентября как 20 S. Таким образом, картина магнитных полей в области протонной вспышки усложнилась. По-видимому, это вызвало 12 сентября появление двух двухбалльных вспышек (в 7^h и 15^hUT) на месте протонных вспышек 10 и 11 сентября. После этого магнитные поля упростились.

Вспышка 21 сентября 1957 г. возникла в группе 12634. Группа образовалась на самом диске 19 сентября в северо-восточном квадранте вблизи центрального меридиана: это было очень малое пятно. 20 сентября в группе видны уже четыре малых пятна, а к 21 сентября



Фиг. 2. Окончание

группа сильно разрослась: она имела семь пятен значительных размеров. Протяженность группы по долготе в этот день была больше 10°. Протонная вспышка произошла в головной части группы между двумя небольшими пятнами. Очень заметных изменений вспышка не внесла: более западное пятно несколько увеличилось по размерам (слилось с соседним, еще более западным малым пятном), а более восточное пятно немного уменьшилось.

Вспышка 20 августа 1958 г. произошла в группе 13464. Описание этой группы дано при рассмотрении вспышки класса I 22 августа. Протонная вспышка 20 августа возникла в небольшом головном пятне, содержащем в своей полутени несколько ядер различной полярности. В результате вспышки головное пятно развалилось на три малых пятна. Полюса 14 S и 19 N (по определению Маунт-Вилсоновской обсерватории $19^d,72$ августа и Потсдамской обсерватории $19^d,26$) были выбиты из общей полутени пятна (см. эскизы) и образовали новые малые пятна к западу и югу от головного с полями 19 N и 16 S (20 августа Маунт-Вилсоновская обсерватория дала только положение пятен

без определения полярностей, поэтому взяты поля Крымской астрофизической обсерватории $20^d,23$). После вспышки ядра противоположной полярности разделились.

Вспышка 26 августа 1958 г. возникла в той же группе 13464 (см. описание группы в разделе вспышек класса I и предыдущую вспышку 20 августа). За время с 20 по 26 августа в группе были три протонные вспышки: 20 августа (класса II), 22 августа (класса I) и 26 августа (класса II). Эти мощные вспышки произвели сильное изменение в конфигурации группы: большие пятна раздробились на мелкие. К 26 августа в группе было по одному пятну средних размеров в ее головной, средней и хвостовой частях, соединенных множеством мелких пятен. Вспышка 26 августа произошла в головной части группы, в результате ее часть мелких пятен исчезла и произошло разделение полярностей на две отдельные группы.

Вспышка 18 августа 1959 г. произошла в сложной, развитой мультиполярной группе пятен, вышедшей из-за края 8 августа. В процессе продвижения по видимому диску Солнца вплоть до 18 августа группа заметно усложнялась. Вспышка 18 августа была единственной вспышкой балла 3, возникшей в данной группе пятен за время ее прохождения по видимому диску Солнца. Кроме нее, были еще две вспышки балла 2 и значительное число менее интенсивных вспышек. Вспышка 18 августа возникла примерно в центре группы. После нее все ядра значительно раздвинулись. Особенно заметно изменение положения ядра 25 N, которое 19 августа (его напряженность стала 31 N) расположилось на одной прямой с ядрами 25 N и 26 S. В последующие после рассматриваемой вспышки дни строение данной группы пятен упростилось. Большое центральное пятно, состоявшее из нескольких ядер, стало менее сложным — два крупных ядра северной полярности слились в одно ядро и в общей полутени остались два ядра разной полярности.

Вспышка 29 марта 1960 г. произошла в той же большой группе крупных пятен, что и вспышка первого апреля 1960 г. (см. описание группы выше). Во время этой вспышки группа еще не достигла такого развития, как к моменту вспышки 1 апреля 1960 г., и состояла из трех пятен и общей полутени. После вспышки все ядра заметно раздвинулись, и сформировалось четвертое ядро группы 30 N (см. эскиз).

III. Вспышки балла 3 и 2+ без эффекта космических лучей

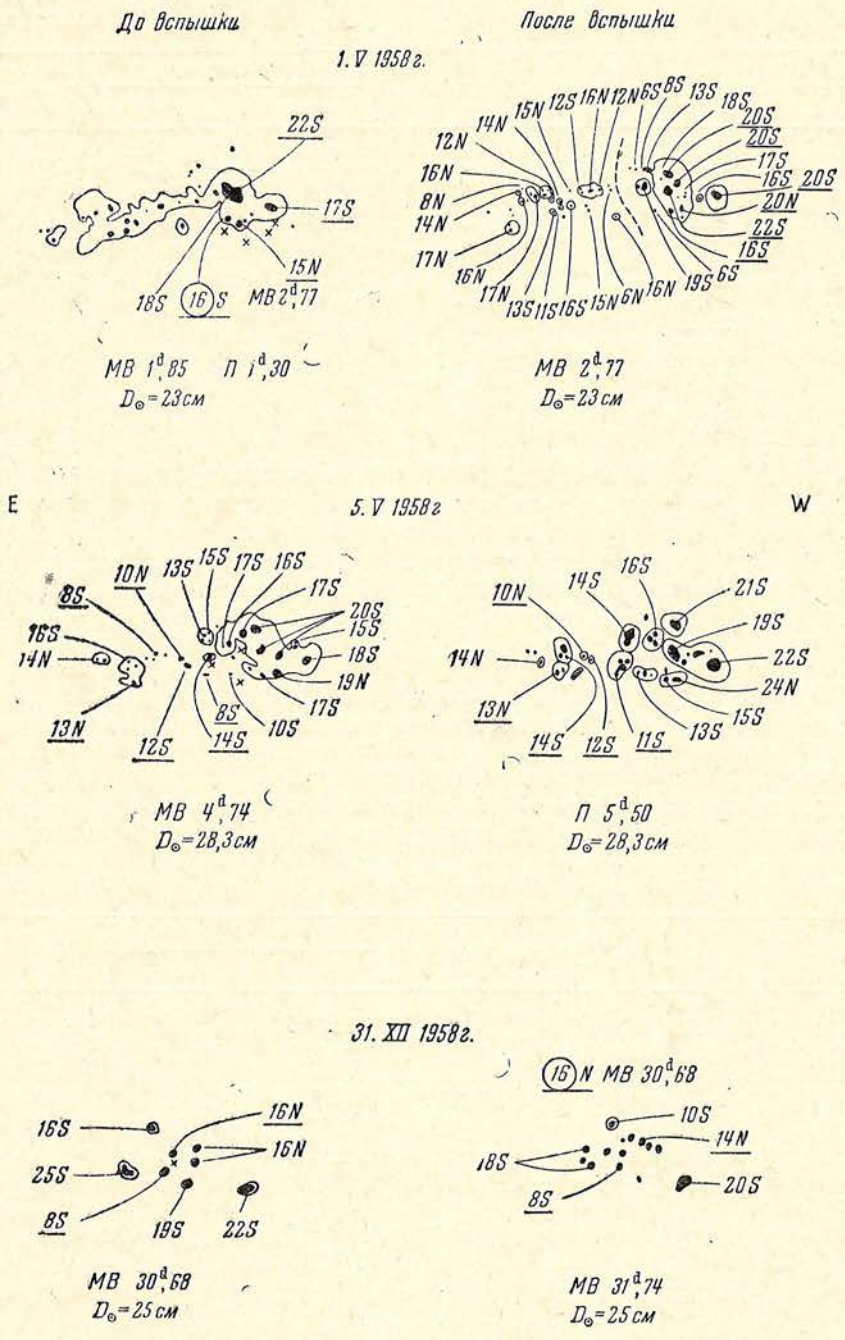
Здесь собраны вспышки указанных баллов, которые не дали протонного излучения на Земле. Выбор этих вспышек был произведен согласно диаграммам, опубликованным в [8]*. В табл. 3 приводятся сведения об этих вспышках и для некоторых из них даны описания и эскизы.

Вспышки класса III происходят в сложных мультиполярных группах пятен с сильными полями. После вспышек балла 3 в группах заметны изменения в конфигурации полюсов, но эти изменения не так велики, как в случае протонных вспышек. Рассмотрим несколько групп пятен, где произошли вспышки балла 3.

Вспышка 1 мая 1958 г. произошла в очень протяженной и сложной группе пятен 13197, появившейся из-за края 27 апреля. Вспышка возникла в головной части группы. В этой же области произошло еще несколько менее сильных вспышек. После вспышки ядра 22 S, 16 S и 15 N несколько сблизились. Ядро же 17 S оказалось немного отодвинутым в сторону. Большое ядро 22 S раздробилось на три отдельных ядра 20, 22 и 20 S.

---

* А. С. Дворяшину мы обязаны советами при выборе этих вспышек.



Фиг. 3. Конфигурации пятен и их магнитные поля для вспышек класса III

Вспышка 5 мая 1958 г. произошла в той же группе, что и вспышка 1 мая. К 5 мая пятна в головной части группы заметно раздробились. Вспышка возникла примерно в центральной части группы. После вспышки произошло сближение почти всех близлежащих полюсов. Только полюс 14 S значительно отодвинулся от полюсов 12 S и 10 N.

Таблица 3

№ п/п	Дата	Балл	Время наблюдения		Координаты
			начало	конец	
1	22.VII 1957 г.	3	09^h53^m E	11^h50^mД	N 15 E 51
2	16.X	3	01 52	02 02	S 25 E 21
3	2.XII	2+	10 55	12 00	S 17 W 34
4	1.V 1958 г.	3	21 15	22 42	S 18 E 15
5	5.V	3	03 56	04 47	S 18 W 29
6	19.VI	3	09 40	12 10	N 14 W 21
7	15.VII	3	22 36	23 14	N 12 E 30
8	29.VII	3	00 50	04 08	S 17 W 42 S 14 W 44
9	31.XII	3	16 56	17 41	S 18 W 54

Вспышка 31 декабря 1958 г. произошла в группе 13803, появившейся из-за края 21 декабря. Группа была большой по площади и состояла из значительного числа пятен. Вспышка произошла в центральной части группы, в строении которой после вспышки видны существенные изменения. Группа ядер 16 N несколько отодвинулась в сторону и раздробилась, ядра же 8 S и 16 N, наоборот, сблизились.

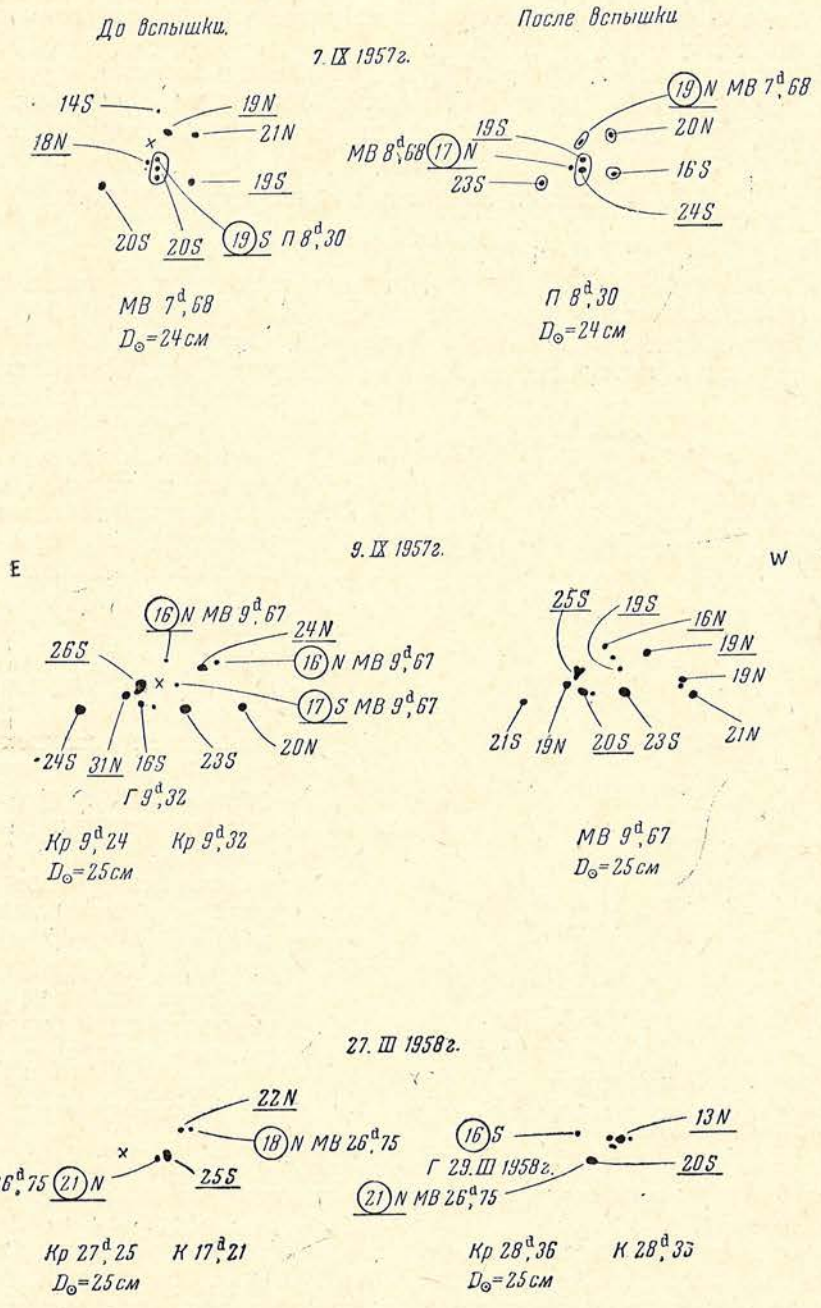
IV. Вспышки балла 2 и 2 + без зарегистрированных эффектов космического излучения

В класс IV включены вспышки балла 2 и 2+, совсем не давшие геофизических эффектов (табл. 4). Выбор их производился так же, как и для вспышек класса III. Для некоторых из них даны описания и эскизы.

Таблица 4

№ п/п	Дата	Балл	Время наблюдения		Координаты
			начало	конец	
1	4.VII 1957 г.	2	11^h34^mE	11^h54^mД	N 12 E 39
2	7.IX	2	21 34	22 52	N 13 E 43
3	9.IX	2	07 55	08 55Д	N 12 E 22
4	30.IX	2	16 57	17 50	N 25 W 37
5	19.XII	2+	07 57	10 15	N 20 E 13
6	10.II 1958 г.	2+	13 20E	14 11	S 13 W 64
7	27.III	2+	15 34	17 10	S 16 E 23
8	6.V	2+	06 35	07 10	S 16 W 37
9	19.V	2	10 52	12 05Д	S 17 W 56
10	1.VI	2	03 10E	04 19Д	S 16 E 09
11	4.VI	2	21 47E	23 56	N 14 W 58
12	11.VI	2+	20 37	21 20	N 44 W 25
13	14.VI	2	11 18	11 53	N 14 E 47
14	13.IX	2+	09 04	10 25	S 10 W 58

Как и вспышки классов, рассмотренных выше, эти вспышки возникают в сложных и больших группах пятен. После вспышек также наблюдаются некоторые изменения в конфигурации близлежащих пятен, но эти изменения гораздо меньше, чем при вспышках классов I, II и III. Ниже приводятся описания нескольких групп, где произошли вспышки балла 2 и 2 +.



Фиг. 4. Конфигурации пятен и их магнитные поля для вспышек класса IV

Вспышка 7 сентября 1957 г. произошла в группе 12596, появившейся из-за края 4 сентября. Группа была очень протяженной и состояла из большого числа крупных пятен разной полярности. Вспышка возникла вблизи центральной части группы. После вспышки полюс 19 N заметно приблизился к полюсам 18 N и 19 S.

Вспышка 9 сентября 1957 г. произошла в той же группе, что и вспышка 7 сентября. Она возникла примерно в центре группы. После нее в конфигурации пятен не было замечено никаких изменений

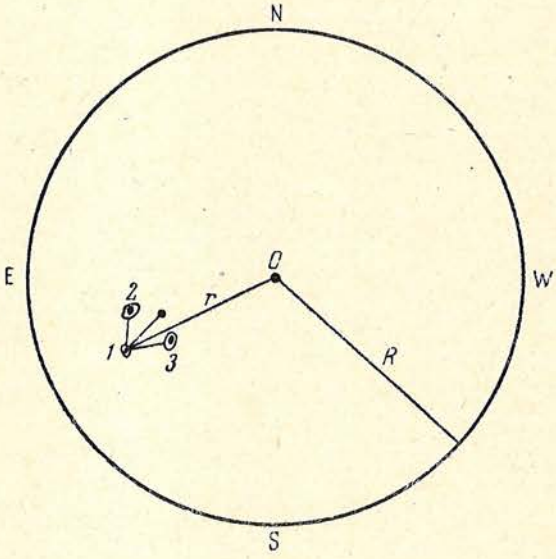
(см. эскиз). Вспышка наблюдалась на нашей обсерватории и подробно описана в [10].

Вспышка 27 марта 1958 г. возникла в небольшой группе 13103 довольно крупных пятен, появившихся из-за края 21 марта. После вспышки наблюдается слияние ядер 21 N и 25 S в одно ядро.

§ 2. Изменения магнитных полей при вспышках

(*данные моделирования*)

Приведенные в § 1 данные о магнитных полях групп пятен, в которых возникали вспышки, были подвергнуты тщательному рассмотрению и, в первую очередь, сравнению напряженностей и взаимного расположения пятен до и после вспышки. Поскольку в основе явления вспышки, по-видимому, лежит превращение энергии магнитного поля в тепловую энергию и энергию излучения плазмы [21], естественно искать связь мощности вспышки с изменениями в конфигурации и напряженности магнитного поля. Впервые на изменения («уничтожение») поля в окрестности вспышек и, в частности, на изменения градиентов поля в нулевых точках при вспышках было обращено внимание в [22], а на изменения в конфигурациях пятен при вспышках — в [23 и 24]. С этой точки зрения можно ожидать, что наиболее сильным протонным вспышкам будут сопутствовать наиболее сильно выраженные изменения в расположении и напряженности основных носителей магнитных полей — солнечных пятен в той группе, в которой возникла вспышка.



Фиг. 5. Приведение положения группы к видимому центру диска

Отвлекаясь на время от размеров (площадей) пятен и рассматривая положение их геометрических центров и напряженности их полей, мы можем сравнить конфигурации, которые образуют точечные полюса с заданной напряженностью до возникновения вспышки и после. Для подобного сравнения, очевидно, необходимо исправить конфигурацию за эффект перспективного сокращения, который возрастает к краю диска. Если r — среднее расстояние от центра Солнца до группы пятен (*1—3* на фиг. 5), а R — радиус изображения Солнца, то величина $\frac{r}{R} = \sin\theta$. Пусть a_1, a_2 и т. д. — проекции расстояний d_{12}, d_{13} и т. д. между пятнами на направление r, тогда приведенные к видимому центру (освобожденные за перспективное сокращение) эти проекции будут

$$x_1 = a_1 \sec\theta, \quad x_2 = a_2 \sec\theta \text{ и т. д.}$$

Практически (пока $\sec\theta \leqslant 1{,}5$) можно пренебрегать изменением радиуса-вектора r в пределах группы и брать среднее для всей группы (если она

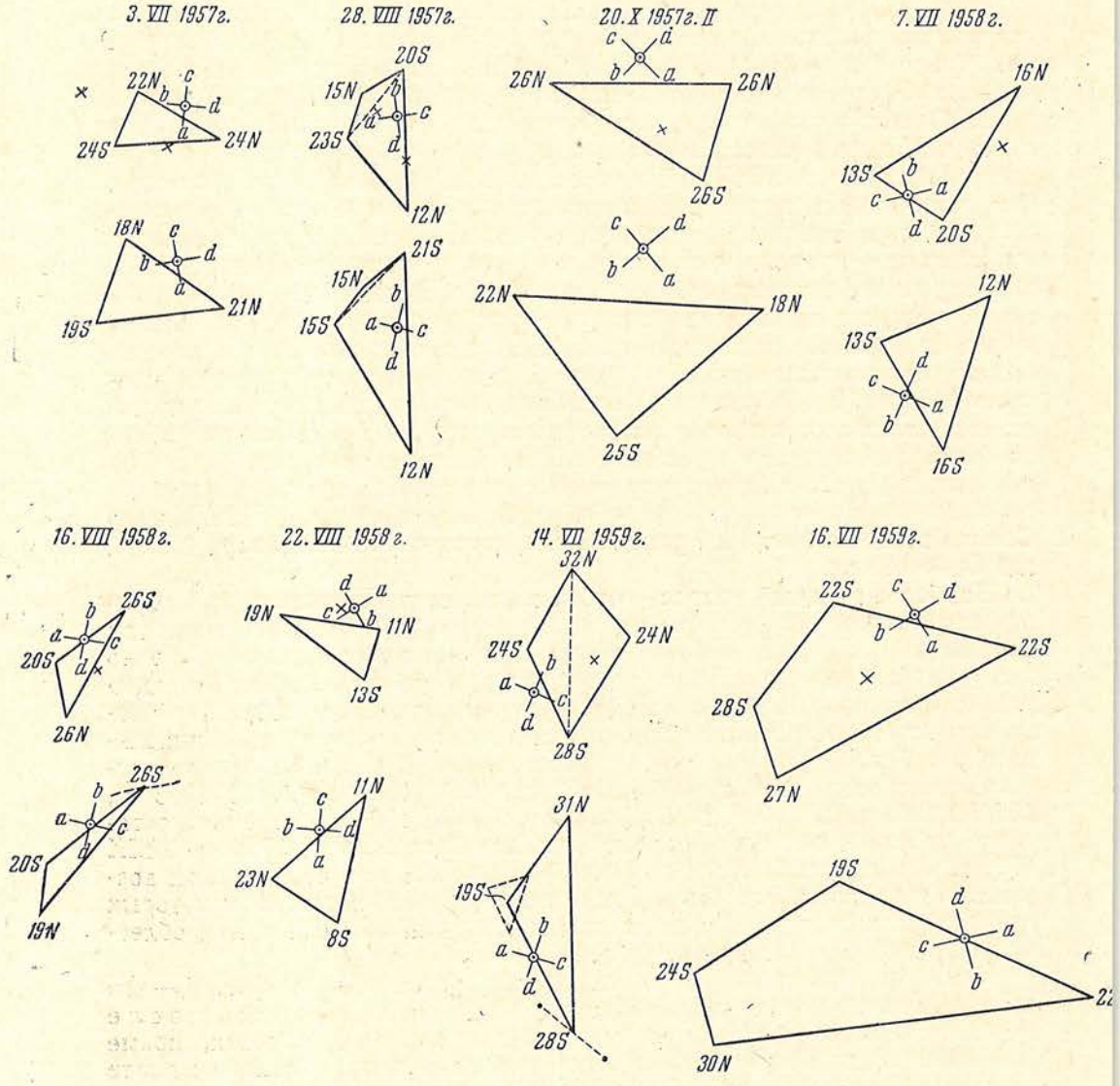
не очень разбросанная). При бо́льшей близости группы к краю нужно исправлять положение каждого пятна в отдельности. Поэтому в большинстве случаев одно из пятен группы принимается за начало координат O, за ось x берется направление радиуса-вектора из центра диска Солнца в это пятно и затем от точки O откладываются проекции x_1, x_2 и т. д., а расстояния пятен *2*, *3* и т. д.— от направления r переносятся без изменений. Их, очевидно, не надо исправлять за проекцию. Под положением пятна подразумевается положение его геометрического центра. Это дает нам конфигурацию пятен, исправленную за сокращение,— приведенную к видимому центру солнечного диска. Все конфигурации, о которых будет идти речь в дальнейшем, исправлены таким образом за перспективное сокращение в смысле положения пятен; площади же пятен исправлялись за сокращение согласно хорошо известному соотношению $S = S_0 \cdot \sec\theta$, где S_0 — неисправленная площадь. На фиг. 6 и 7 приведены подобные конфигурации групп полюсов-пятен, ближайших к положению вспышек, классов I и III соответственно (вспышки отмечены крестом согласно данным, приведенным в § 1) до появления вспышки (сверху) и после (снизу); для каждого полюса отмечена его напряженность (об определении ее см. § 1). Диаметр Солнца везде на фиг. 6 и 7 равен 250 *см*, кроме случая 15 ноября 1960 г., где $D_\odot = 140$ *см*.

Наиболее трудный вопрос — отбор пятен, «ответственных» за конфигурацию или структуру магнитного поля в районе вспышки. Два или три небольшие по напряженности и площади, но близкие одно к другому и к району вспышки пятна могут играть существенно бо́льшую роль в формировании магнитной структуры, нежели далекие, но большие пятна, особенно если пятна рассматривать, как источники дипольного поля, сильно меняющегося с расстоянием (см. ниже). В ряде случаев, таких как вспышки 3.VII 1957 г., 20.X 1957 г., 7.VII 1958 г., 16.VIII 1958 г., 1.IV 1960 г., 12.XI 1960 г. и 15.XI 1960 г., ситуация достаточно проста и очевидна, однако для вспышек 22.VIII 1958 г., 28.IX 1958 г. и некоторых других она очень осложнена тем, что вспышки возникали в группах, где было очень много мелких пятен. В некоторых случаях магнитограммы и кинофильмы, полученные нами ранее, облегчали этот выбор пятен (см. § 3).

Основное, что бросается в глаза при рассмотрении фиг. 6,— это растяжение конфигурации или отталкивание полюсов после вспышки. Этот эффект хорошо выражен во всех случаях, кроме 1.IV 1960 г., где мы видим, напротив, даже некоторое сближение после вспышки. Некоторое расхождение в результатах о смещении пятен во время вспышек в данной работе и [23] связано, вероятно, со следующим обстоятельством. Здесь смещение пятен рассматривается относительно нулевой точки, т. е. относительно точки начала появления вспышки, в то время как в [23] рассматривалось смещение пятен относительно развитого состояния вспышки (которое, возможно, является выбросом вещества из нулевой точки и может лежать довольно далеко от нее).

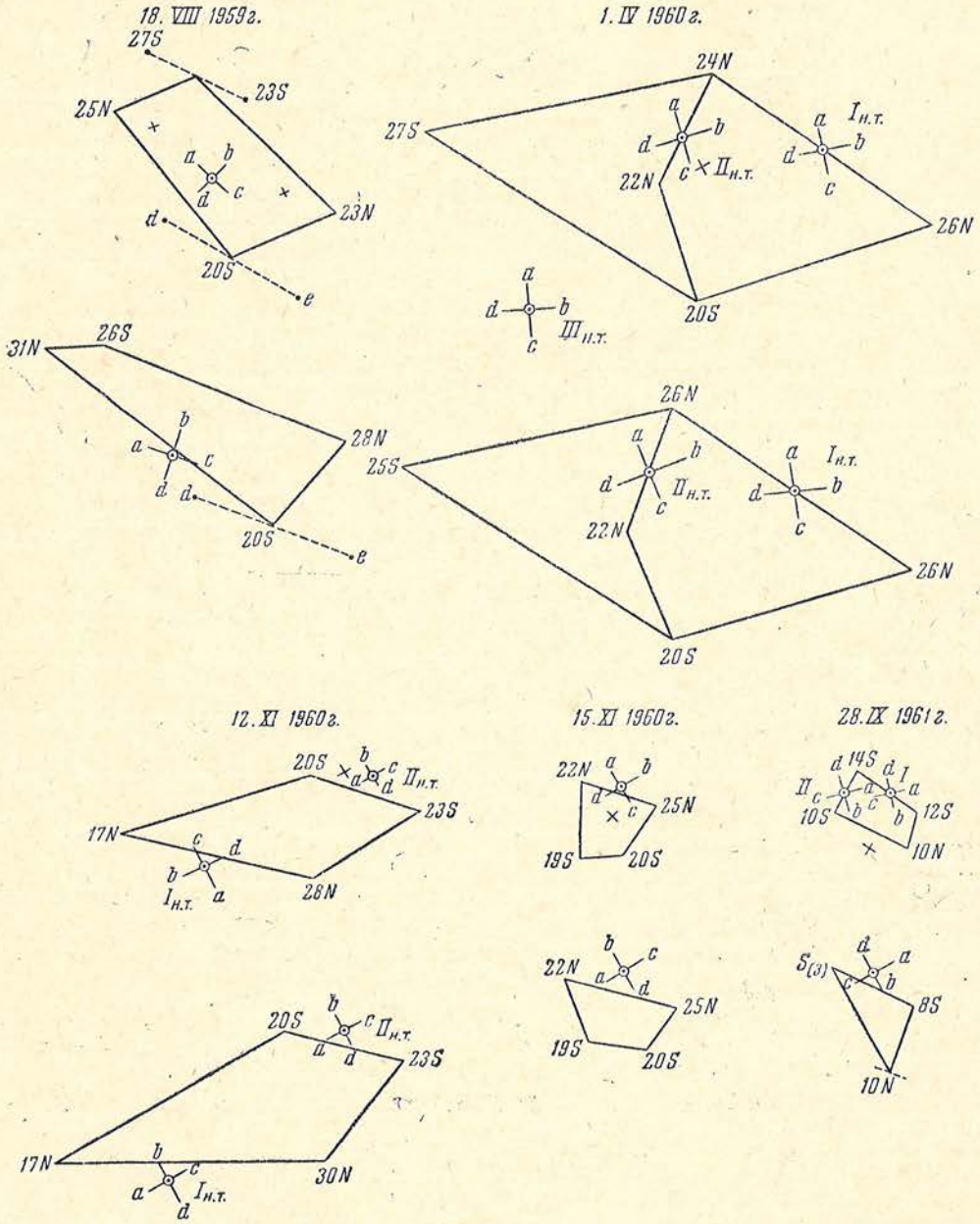
Чтобы лучше уяснить, что происходит, в табл. 5 приведены относительные изменения расстояния между полюсами $\delta R/R$ для всех рассмотренных сильных протонных вспышек класса I.

В первой колонке приведены $\delta R/R$ для тех разноименных полюсов, для которых R наименьшее; во второй — то же, но для R наибольшего, а в третьей даны изменения $\delta R/R$ для одноименных полюсов. Для разноименных полюсов почти во всех случаях (кроме четырех $\frac{\delta R}{R_{\min}} \leqslant 0$, $\frac{\delta R}{R_{\max}} > 0$, а для одноименных полюсов $\frac{\delta R}{R} > 0$ (кроме од-



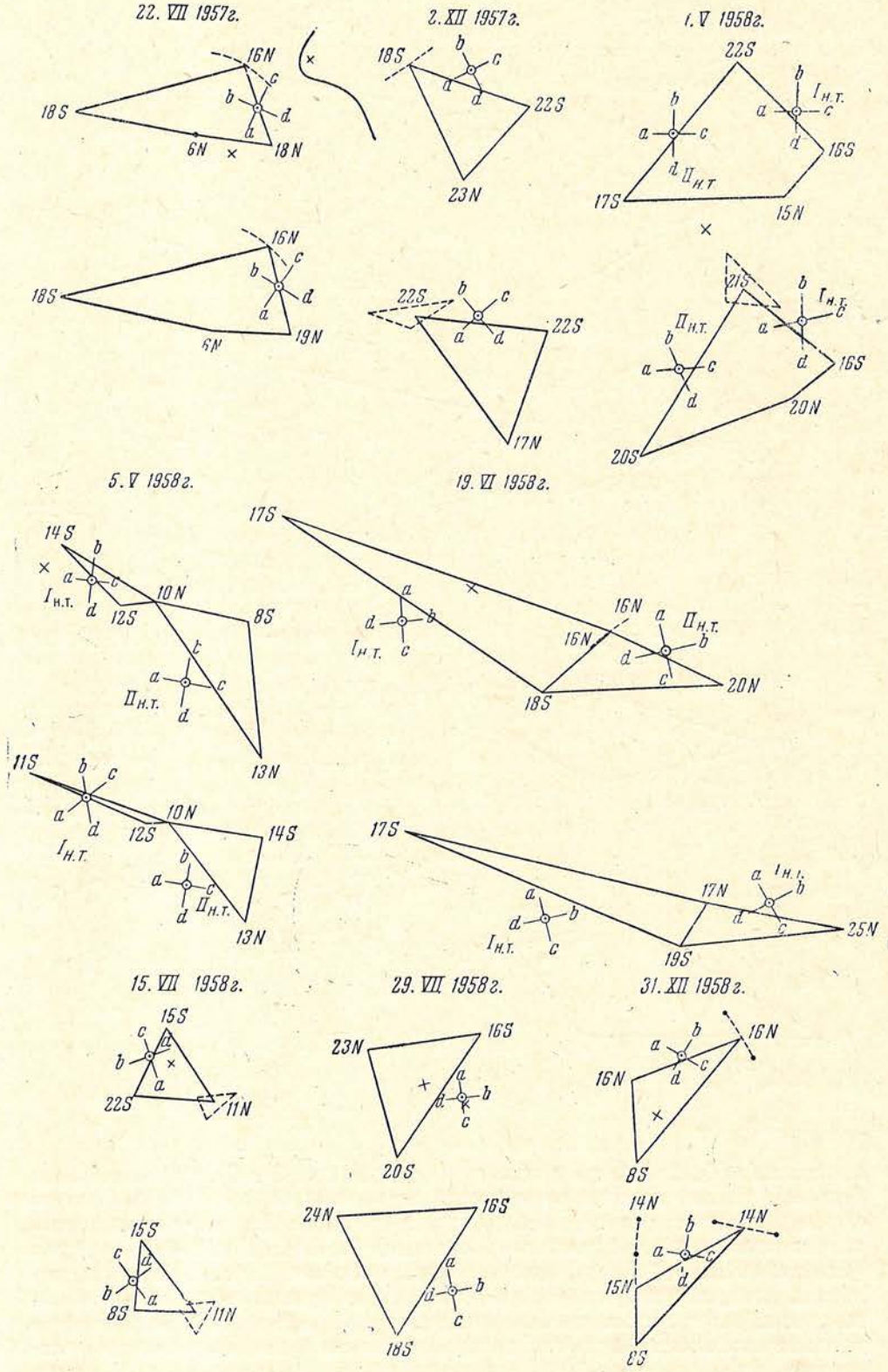
Фиг. 6. Конфигурации пятен для вспышек класса I
(вверху — до вспышки, внизу — после вспышки)

ного случая); средние значения, приведенные внизу, ясно показывают, что для трехполюсной конфигурации один из двух (более далекий) из одноименных полюсов выталкивается, а пара ближайших разноименных полюсов слегка сближается, если сравнивать конфигурацию до и после вспышки. Схематически это показано на фиг. 8: полюс S_1 после вспышки выталкивается в положение S'_1, а полюс S_2 сближается с N_1 и переходит в точку S_2'. Внимательное сравнение напряженностей полюсов до и после вспышки (фиг. 6) показывает, что этот процесс связан или с тем, что выталкивается тот полюс из двух одноименных, у которого напряженность падает (вспышки 2, 3, 4, 8, 13 в табл. 5), или с тем, что сильно растет напряженность у его конкурента. Это связано также с ростом поля у полюса противоположной



Фиг. 6. Продолжение

полярности N_1, ближнего к конкуренту (вспышки 6 и 9). Сближение же полюсов разной полярности в среднем небольшое, хотя наблюдаются случаи, когда полярности сближаются до контакта и «поглощения» одного полюса другим, например, вспышка 27.III 1958 г. В трех случаях (вспышки № 1, 7, 13) наблюдается одновременное расхождение всех полюсов, которому сопутствует убывание их напряженности. Таким образом, если бы мы рассматривали только напряженности полюсов, то картина оказалась бы крайне пестрой и неясной, но в сочетании с изменением их положения перестройка конфигурации поля становится вполне отчетливой. Это перестройка состоит в выталкива-

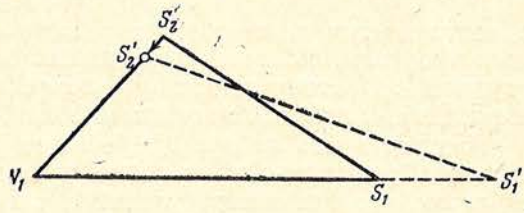


Фиг. 7. Конфигурации пятен для вспышек класса III
(вверху — до вспышки, внизу — после вспышки)

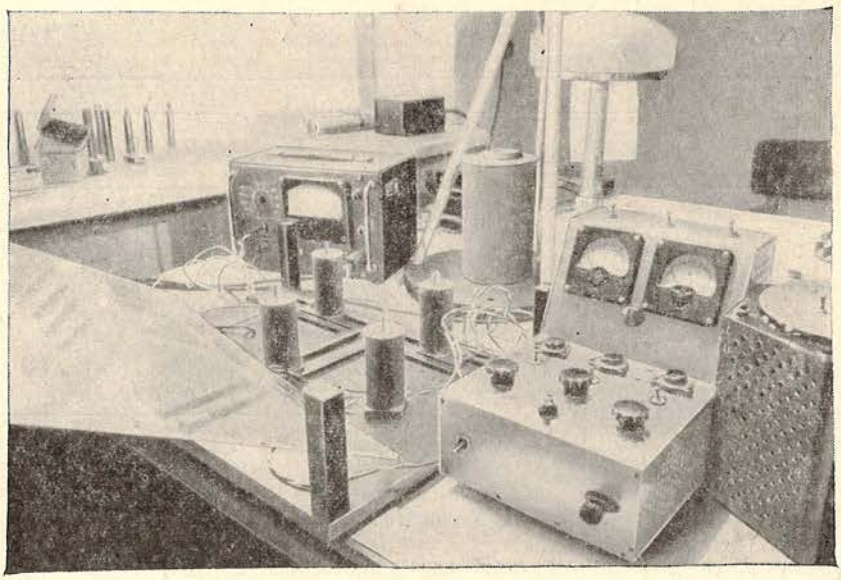
Таблица 5

№ п/п	Дата	$\delta R/R$			№ п/п	Дата	$\delta R/R$		
		$(NS)_m$	$(NS)_M$	(NN)			$(NS)_m$	$(NS)_M$	(NN)
1	3.VII 1957 г.	+0,29	+0,63	+0,22	10	1.IV 1960	−0,06	+0,025	+0,09
2	7.VII	−0,30	+0,02	+0,50		1.IV	+0,04	+0,012	0
3	28.VIII	−0,12	+0,06	+0,14	11	12.XI	−0,31	+0,02	−0,23
4	20.X	−0,03	+0,88	+0,40		12.XI	−0,26	+0,32	+0,05
5	16.VIII 1958	−0,06	+0,41	+0,50	12	15.XI	−0,11	−0,15	+0,44
6	22.VIII	−0,42	+1,44	+0,30		15.XI	0	+0,16	+0,43
7	14.VII 1959	+0,13	+0,48	+0,23	13	28.IX 1961	+0,30	+0,77	+0,20
8	16.VII	0	+0,43	+0,48					
9	18.VIII	−0,37	+0,33	+0,25		Среднее	−0,078	+0,38	+0,27
	18.VIII	−0,05	+0,57	+0,60					

нии одного (для трехполюсной) или расталкивании двух (для четырехполюсной) из одноименных полюсов. Вызвана ли эта перестройка вспышкой или, наоборот, перестройка вызывает вспышку, сказать трудно, и для наших целей сейчас это несущественно. Но то, что выталкивается или отходит в сторону наиболее «слабый» (по напряженности и удаленности) из двух конкурирующих одноименных полюсов,— явление вполне объяснимое с точки зрения элементарного представления о взаимодействии магнитных масс — диполей, т. е. полюса ведут себя качественно так же, как вели бы себя полюса твердых магнитов. Это заключение не противоречит обычному представлению о поле одиночных пятен, как о поле диполя или верхушки соленоида. Например, исследования, выполненные в [25], показали, что для большинства одиночных пятен хорошо выполняется закон для поля диполя $M\rho^3=\text{const}$, где M — магнитный момент пятна ($M=HS$, H — напряженность, S — «объем» пятна). Впервые представление о веере силовых линий, сходном с полем верхушки соленоида, введено в [26] и затем развито и обосновано в [27]. Конечно, такое представление о поле пятна в целом приближенное и не учитывает возможной тонкой структуры поля, появления иногда внутри одной полутени и даже ядра двух различных полярностей или поперечных полей, о чем, например, свидетельствуют исследования [28] и [29]. Но какова бы ни была эта структура, на достаточно большом расстоянии от ядра пятна его поле, по-видимому, в первом приближении можно рассматривать как поле верхушки соленоида или диполя. Весь дальнейший анализ конфигураций поля мы проводим на основе такого представления. Если нас интересует подробная структура поля, например, имеются ли и где расположены нулевые точки и линии поля, каков градиент поля возле нулевой точки, где располагаются области наибольшей и наименьшей поперечной или продольной составляющей поля и т. д., то строго на эти вопросы можно ответить, только решив задачу о взаимодействии n диполей с заданными моментами и расположенными на заданных расстояниях. Даже в простейшем случае трех полюсов



Фиг. 8. Характерное изменение конфигураций при вспышках



Фиг. 9. Установка для моделирования магнитных полей групп

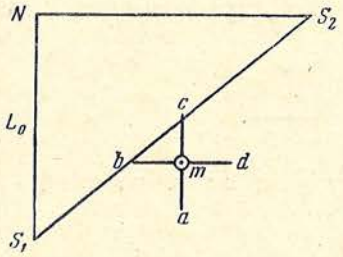
с одинаковыми моментами и расположенных по углам равнобедренного треугольника задача представляет значительные вычислительные трудности. Поэтому естественно возникает вопрос о возможности моделирования солнечных магнитных полей.

Рассматривать лабораторное моделирование, как своего рода прием, сильно облегчающий вычисление, очевидно, возможно, если мы убедимся в том, что для интересующих нас характеристик поля имеются соотношения подобия, позволяющие переходить от лабораторной модели к солнечной, когда масштаб изменяется в 10^7—10^8 раз. В качестве основной такой характеристики мы выбираем нейтральную точку поля (н. т.) — ее наличие, расположение и градиент поля в ее окрестности. Это обусловлено не только тем, что вспышки, по-видимому, возникают в нейтральных точках при больших градиентах поля возле этих точек [21, 22], но также тем обстоятельством, что для н. т. можно легко найти соотношение подобия.

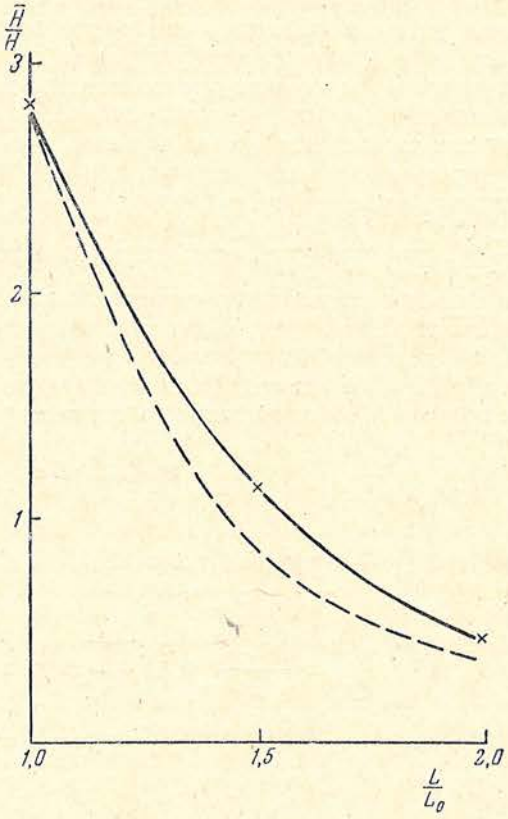
Для лабораторного моделирования полей солнечных групп была построена небольшая установка (фиг. 9), позволяющая перемещать и устанавливать произвольно три соленоида по двум координатам. Соленоиды позволяют получить поле от 0 до 10^3 *гс* при силе тока до 2,5 *а* при 220 *в* постоянного тока. В них вставлялись сменные стержни различного сечения, что позволяло моделировать различные площади пятен (площади диполей; площади считались по площади тени). Соотношение диаметра полюсов (среднего) к длине диполя (магнита и соленоида) в среднем составляло $\sim 1/10$, считая и толщину экрана. Это соотношение было выбрано из соображений подобия (см. ниже), считая, что глубина силовой трубки — пятна в среднем, вероятно, в ~ 10 раз больше ($\sim 10^4$ *км*) среднего размера пятна (10^3 *км*) [30].

С целью выяснения соотношений подобия, рассмотрим трехполюсную конфигурацию NS_1S_2 и будем сперва менять только напряженности полюсов, сохраняя неизменным и отношения напряженностей полюсов и расстояния между полюсами (исходная конфигурация показана на фиг. 10). Тогда нетрудно убедиться (что сделано было нами экспериментально), что положение н. т. m при этом не меняется,

а напряженность поля на заданном расстоянии от н. т. изменяется пропорционально напряженности поля полюсов. Иными словами, отношение градиентов поля возле н. т. к дипольному моменту какого-либо из полюсов не меняется с изменением величины моментов полюсов, если только отношения между моментами сохраняются неизменными. Это означает, что при моделировании необходимо соблюдать то же отношение моментов, что и на Солнце. Будем теперь менять расстояние между полюсами, сохраняя подобие и не меняя их моментов. Тогда нетрудно таким же образом убедиться в том, что положение н. т. сохраняется подобным тому, что и в исходной конфигурации,— ее расстояние от полюсов и соединяющих их прямых изменяется подобным образом. Возникает вопрос, как при этом меняется напряженность поля на заданном (в единицах расстояния между полюсами) расстоянии от н. т.? Фиг. 11 показывает, что эта напряженность для избранной нами конфигурации падает несколько медленнее, чем по закону $(L_0/L)^3$, где L/L_0 — линейный масштаб конфигурации (в единицах исходного L_0). Далее, легко убедиться в том, что, в соответствии с хорошо известными теоретическими заключениями, напряженность в окрестности нулевой точки рассматриваемого типа (седловины) всегда (при любом масштабе) изменяется пропорционально расстоянию x от н. т.: чем больше масштаб конфигурации, тем больше область линейности. Лабораторное моделирование, которое выполнено нами при масштабах $\frac{L}{L_0}=1{,}0;\ 1{,}25;\ 1{,}50;\ 1{,}75;\ 2{,}0$, показывает, что существует область гарантированной линейности H возле нулевой точки, скажем, a/a_0; она примерно определяется условием $\frac{a}{L}\leqslant\frac{1}{10}$ начиная с $L_0\geqslant 5$ *см*, если



Фиг. 10. Конфигурация, принятая при изучении соотношений подобия $H(S_1)=1{,}2\ H(N)$; $H(S_2)=1{,}5\ H(N)$



Фиг. 11. Изменение напряженности вблизи нулевой точки при изменении масштаба конфигурации и не измененных дипольных моментах

Сплошная линия — наблюдения, штриховая — $(L/L_0)^{-3}$

напряженность поля на полюсах не превосходит 10^3 *гс* *. Таким образом, для этой области возле н. т. градиент поля изменяется как H/a. Показатель в законе изменения $(L_0/L)^n$ здесь зависит несколько от типа конфигурации, и для рассмотренных случаев мы получили n в пределах от 2,4 до 3, что зависит также от того, в каком направлении от m (a, b, c, d) производятся замеры поля.

Для упрощения мы примем $n=3$, т. е. что напряженность поля возле н. т. (в области линейности поля) изменяется как $(L_0/L)^3$ при изменении масштаба конфигурации и неизменной величине дипольного момента. Однако, если мы переходим от Солнца к лабораторной модели и наоборот, мы не вправе оставлять дипольный момент неизменным, так как он меняется, как объем полюса, т. е. как $(L)^3$. Так как напряженность поля возле нейтральной точки изменяется пропорционально дипольному моменту, то градиент поля возле н. т. должен меняться как $\left(\frac{L_0}{L}\right)^3\left(\frac{L}{L_0}\right)^3\frac{L_0}{L}\sim\frac{1}{L}$, если отношение размеров диполя к характерному масштабу сохраняется одинаковым для лабораторной модели и Солнца. В справедливости этого легко убедиться также на простейшем примере взаимодействия двух полюсов N_1 и N_2 диполей, расположенных вдоль прямой N_1N_2 и удаленных на расстояние R. Пусть x_0 есть расстояние н. т. от полюса N_1. Напряженность поля на расстоянии x от N_1 будет

$$H=\frac{m_1}{x^2}-\frac{m_2}{(R-x)^2}, \tag{1}$$

где m_1, m_2 — моменты полюсов N_1 и N_2. В н. т. мы, очевидно, имеем $(R-x_0)^2 m_1 = m_2 x_0^2$, откуда

$$\frac{R-x_0}{x_0}=\sqrt{\frac{m_2}{m_1}}\equiv\mu \text{ и } x_0=\frac{R}{1+\mu}. \tag{2}$$

Введем далее координату $x'=x-x_0$ — расстояние от н. т., тогда (1) будет

$$\frac{H}{m_1}=\frac{1}{(x_0+x')^2}-\frac{1}{\left(x_0-\frac{x'}{\mu}\right)^2},$$

откуда, раскладывая в ряд по степеням x'/x_0 и ограничиваясь линейными членами, получим

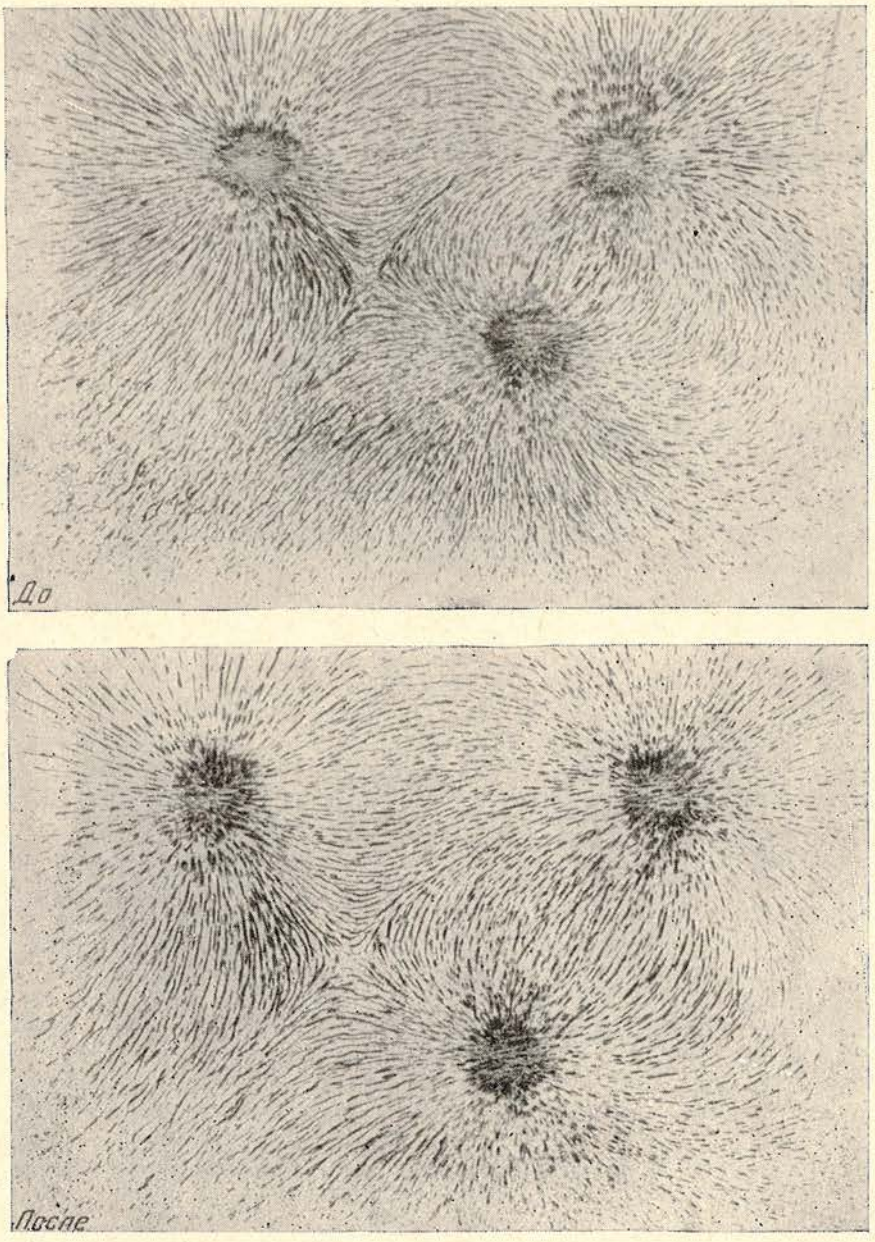
$$\frac{x_0^2}{m_1}H=1-2\frac{x'}{x_0}+\ldots-\left(1+2\frac{x'}{\mu x_0}-\ldots\right)\cong-2\frac{x'}{x_0}\cdot\frac{1+\mu}{\mu}$$

или

$$H=-\frac{2m_1}{x_0^3}\frac{1+\mu}{\mu}x'. \tag{3}$$

Таким образом, поле в малой области у н. т. $\left(\frac{x'}{x_0}<1\right)$ пропорционально расстоянию от н. т. Далее, так как $m_1\propto L^2$, а $x_0\sim L$, где L — харак-

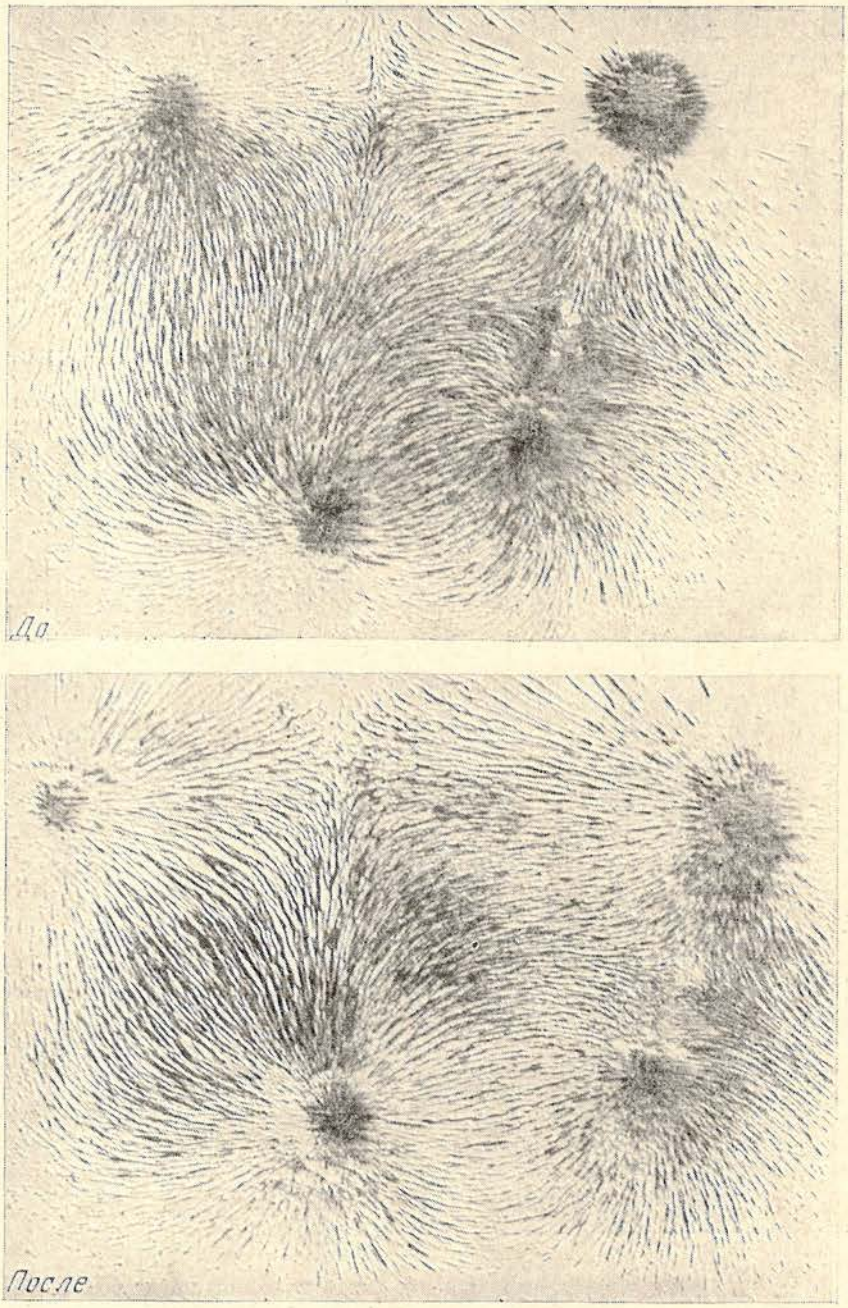
* Измерения на фиг. 11 относятся к точке a/a_0.



Фиг. 12. Примеры магнитных силовых линий поля при моделировании конфигурации пятен до и после вспышки

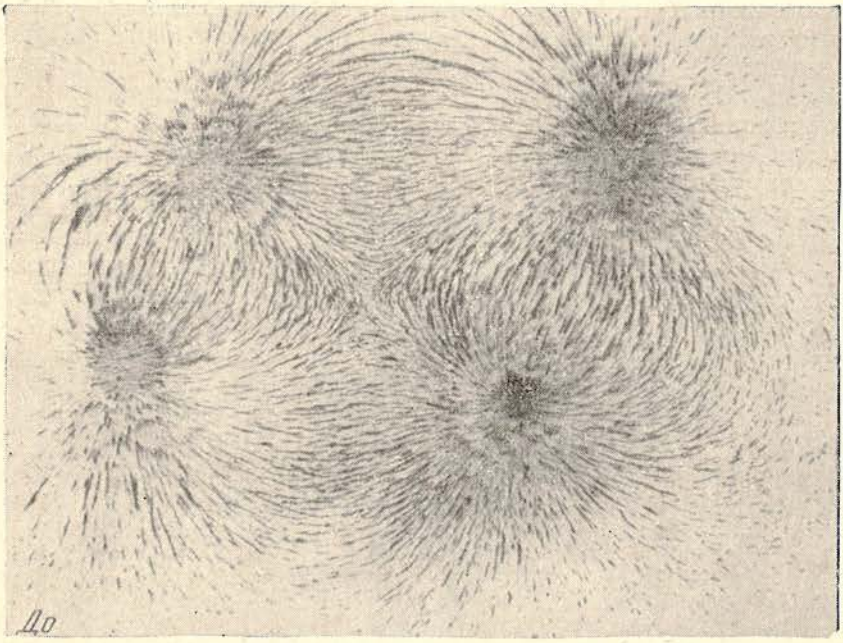
(см. также стр. 44 и 45)

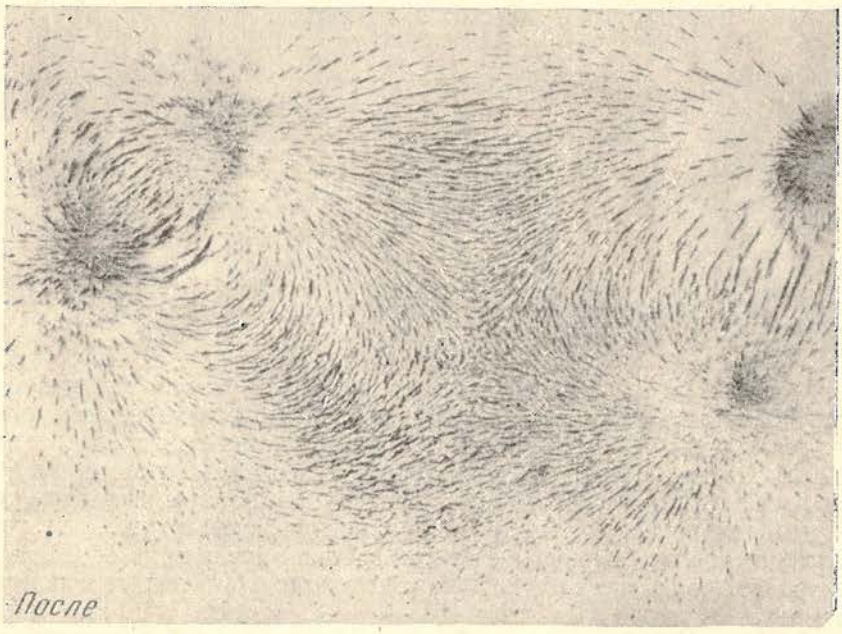
терный масштаб конфигураций, то $\nabla H \sim \frac{1}{L}$, если отношение напряженности полюсов μ не меняется. Аналогичное рассуждение легко провести для случая взаимодействия двух диполей; в этом случае будет $H \sim \frac{m}{x_0^4} x' \sim \sim \frac{L^2 h}{L^4} x' \sim \frac{x'}{L}$, если h длина диполя пропорциональна L. В случае трехпо-



Фиг. 12. Продолжение

люсника с н. т., лежащей на прямой N_1N_2, рассуждения будут вполне аналогичны при вычислении напряженности вдоль оси N_1N_2. Это важное свойство градиента поля возле н. т. $\nabla H \sim \frac{1}{L}$ позволяет успешно моделировать ситуацию у н. т., зная абсолютные напряженности пятен, ее создающих, не прибегая к длинным и громоздким вычислениям. Оно само по себе является существенным доводом в пользу выбора н. т. как не-



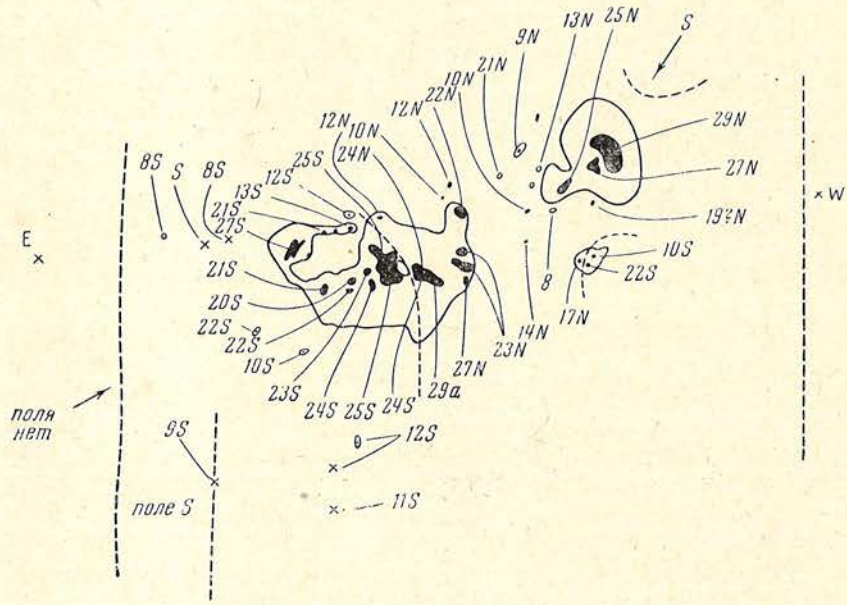


Фиг. 12. Окончание

которого характерного места поля, поведение которого со временем должно отражать такие особенности развития группы, как магнитные моменты пятен, их взаимное расположение и взаимные расстояния внутри группы.

Все эти соображения позволили нам на описанной выше лабораторной установке получить модели силовых линий в плоскости, перпендикулярной лучу зрения, т. е. модель поперечного магнитного поля.

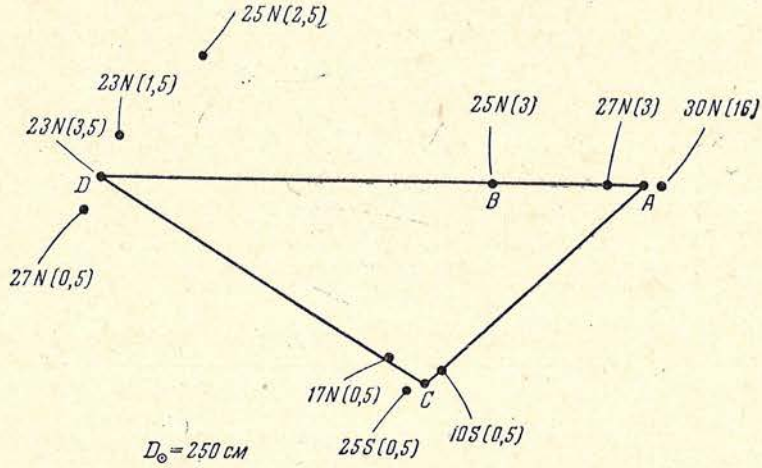
Примеры их даны на фиг. 12 для нескольких случаев. Это особенно существенно, так как если вспышки возникают в нулевой точке, то основное значение для сжатия плазмы будет иметь магнитная сила, направленная вдоль поверхности уровня к нулевой точке. Действительно, если на некоторое время установилось некоторое стационарное состояние — поля пятен не меняются и пятна неподвижны — то вдоль каждой поверхности уровня будет выполняться условие $P_g + P_m = \text{const}$, где P_m — магнитное, а P_g — газовое давление. Так как в нулевой точке, через которую проходит поверхность уровня, $P_m = 0$, то, считая $P = \text{const}$ вдоль поверхности уровня, мы должны допустить наличие конденсации плотности в нулевой точке в условиях равновесия. Если теперь



Фиг. 13. Абсолютные напряженности полей группы 29 (6.IX 1961 г., $7^h30^m - 8^h15^m$)

поле возле нулевой точки начинает расти, не проникая существенно в глубь конденсации из-за большого скинового времени, то возникает сила, сжимающая конденсацию возле нулевой точки, что может приводить к вспышке. Но эта сила связана с изменением именно поперечной составляющей поля. Другой существенной особенностью моделирования является то, что получение непосредственных наблюдательных данных о поперечных полях в группах пятен пока еще или невозможно (на достаточно большом расстоянии от пятен, где поперечное поле порядка шума магнитографа и ~ 100 *гс*, см. [31]), или связано с очень большими затратами времени на обработку. Моделирование же, позволяющее по величинам абсолютных напряженностей полей в пятнах составить приближенное представление о поперечном и продольном полях между ними, открывает нам возможность анализа и обработки огромного материала по наблюдениям магнитных полей пятен, накопленного за время МГГ на различных обсерваториях. В качестве конкретного примера моделирования рассмотрим группу 29, наблюдавшуюся на нашей обсерватории 6.IX 1961 г.,— единственный пока что случай, для которого в [29] построены полные карты поперечного поля. Это делает сопоставление с лабораторной моделью особенно важным и интересным в этом случае. Для полного моделирования поля этой груп-

пы потребовалась бы довольно сложная установка из 7—8 магнитов, которой мы не располагали, поэтому рассмотрение пришлось ограничить западной частью этой группы — лидером A, его спутником B, промежуточным пятном C и самой западной частью хвостового пятна D, ближней к лидеру (см. описание этой группы в [29]). Эскиз группы с определенными при помощи пластинки $\frac{1}{4}\lambda$, поляроидной сетки и лайн-шифтера магнитными полями приведен на фиг. 13, а на фиг. 14 приведена схема выбранной конфигурации (исправленной за сокращение



Фиг. 14. Схема конфигурации поля группы 29 (6.IX 1961 г.)

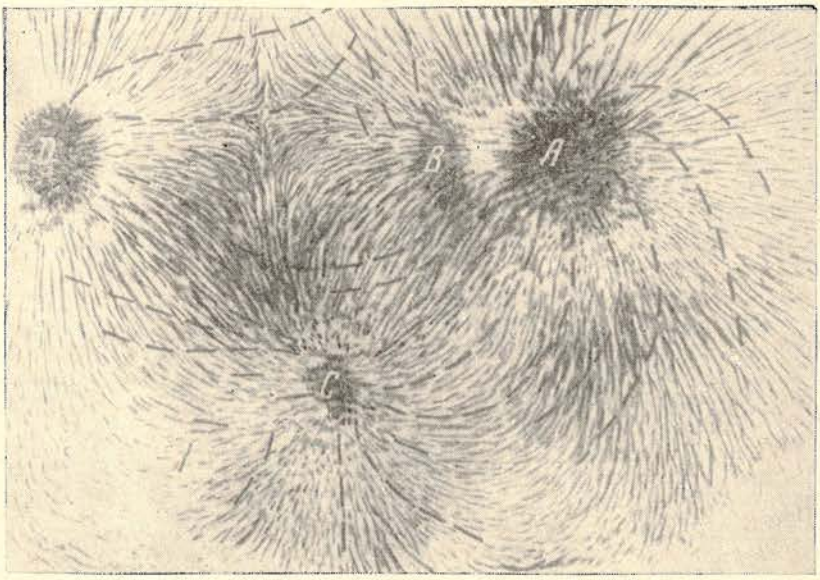
$\sec\theta = 1{,}15$) при диаметре Солнца, равном 250 *см*. Здесь точками отмечены геометрические центры теней пятен, для которых сделаны эти определения; там же в скобках приведены площади ядер пятен (в квадратных миллиметрах оригинальной зарисовки в гиде, 1 *мм*$=2''{,}5$). Всю эту совокупность мы заменяем четырьмя центрами взаимодействия A, B, C, D, выбирая положение центра, сообразуясь с положением центров ядер и их магнитными моментами. Площади этих центров берем равными сумме площадей отдельных ядер (в скобках), а напряженности — средние весовые (вес — площадь ядра). В группе ядер C мы пренебрегаем полюсом 17 N, а в группе D — полюсом 25 N, что может заметно исказить наше сравнение.

Таблица 6

Центр	S	S'	$\overline{S}$	$\overline{S}\sec\theta$	d, *мм*	d_0, *мм*	d_p, *мм*	d_0/d_p
A	19	15	17	19,5	4,4	15,8	20	0,79
B	3	1,9	2,5	2,8	1,7	6,0	10	0,60
C	1	1	1,0	1,15	1,1	3,8	5	0,76
D	5,5	2,9	4,2	4,8	2,2	7,8	10	0,78
						Среднее		0,71

В табл. 6 приведена окончательно принятая схема моделирования. Здесь S — площадь по эскизу, S' — площадь по фотогелиограмме, $\overline{S}$ — средняя из двух, принятая окончательно площадь, $\overline{S}\sec\theta$ — исправленная за проекцию площадь, d — диаметр эквивалентного пятна.

$$d = \sqrt{S\sec\theta}.$$



Фиг. 15. Сравнение модели и фактических силовых линий (штриховые линии) для группы 29 (6.IX 1961 г.)

Обычно группу было удобно моделировать при диаметре Солнца, равном 250 *см*; размеры пятен, приведенные к этому масштабу, обозначены через d_0 (для наблюдений на БСТ $d_0=3{,}57\ d$). В нашем распоряжении имелись стержни с диаметром $d_p=5$, 10, 15, 20 *мм*. Поэтому, если мы принимаем для моделирования эти размеры полюсов (см. принятые d_p в столбце 8 табл. 6), то все величины, пропорциональные магнитному моменту пятен (например, градиент поля у нулевой точки), нужно исправить, умножив эти величины на отношение $(d_0/d_p)^2$. В нашем случае это отношение равно $(0{,}71)^2 \sim 0{,}50$. Если же нас не устраивает получающийся масштаб ($D_\odot=250$ *см*) и нам необходимо его увеличить (скажем, в n раз), то, очевидно, для сохранения постоянного отношения размеров пятен к их взаимному расстоянию (такого же, как на Солнце), нам необходимо умножить величины, пропорциональные моментам пятен, еще на n^2, если размеры полюсов при моделировании не меняются (или соответственно нужно увеличить в n раз размеры полюсов).

После того, как программа моделирования составлена, модель силовых линий поперечного поля в плоскости «фотосферы» удобнее всего получить в виде фотографии расположения железных опилок, насыпанных равномерно на экран, установленный на торцах полюсов. Фотография модели для группы 29 (6.IX 1961 г.) приведена на фиг. 15. На них же штриховыми линиями нанесены фактически измеренные в [29] направления силовых линий. Отвлекаясь от вихревой структуры поля пятна A, мы видим, что фактическая н. т. сдвинута вправо к пятнам A, B по сравнению с модельной, что может быть связано с тем, что мы пренебрегли довольно существенным полюсом $25\,N$, расположенным между D и B. Но следует иметь в виду, что в области нулевой точки поперечные поля определяются неуверенно (ошибка ~ 100 *гс*), поэтому ее локализация неточная. Отклонение модели от фактической картины над полюсом C связано с пренебрежением полярностью 17 N, которая не позволяет силовым линиям, идущим от D к A, замкнуться на полюсе C сверху от него (сравни схему на фиг. 14). Наконец, часть силовых

линий, идущих от C к D, замыкается не на D, а на более сильном полюсе, следующем сейчас же за D, который вовсе не был принят во внимание. Следует также иметь в виду, что фактическая картина не исправлена за эффект проекции. Несмотря на все эти различия, связанные с несовершенством модели, общий характер поля моделируется правильно, если не считать вихревой структуры около пятна A, которую принципиально невозможно моделировать полем диполя, не обращая внимания на плазму, окружающую пятно.

Аналогичным образом были промоделированы поля перед и после вспышки для всех рассмотренных 47 вспышек, для которых можно было найти надежные данные о магнитных полях за период с начала МГГ (описание материалов дано выше в § 1). Положения нулевых точек, согласно модели, отмечены на фактической конфигурации поля точкой с кружком, там же показаны направления, перпендикулярные силовым линиям (гиперболам), вдоль которых измерялся градиент поля у н. т. (фиг. 6 и 7). Сравнение положения н. т. с положением вспышек, отмеченных крестами, не представляет особого интереса, так как мировые данные о положении вспышек весьма неопределенны — в ряде случаев они относятся к началу вспышки и тогда сравнение целесообразно, а в ряде случаев они относятся к фазе последующего развития вспышки, которая никакого отношения к н. т. обычно не имеет. Координаты вспышек в каталоге Додсон и Q. B. не позволяют судить, к какой фазе развития вспышки они относятся, например, из фиг. 6 и 7 мы видим, что в отдельных случаях совпадения хорошие, хотя имеются отклонения, достигающие 2—3° гелиографических (что, правда, сравнимо с различием определения координат вспышек различными обсерваториями).

Различие градиентов поля возле н. т., измеренных флюксметром на модели (в области линейности поля) по различным направлениям (обозначенным a, b, c, d на фиг. 6 и 7), не достигает обычно 30%, поэтому мы приводим средний градиент по всем направлениям. В табл. 7—10 приведены результаты моделирования для указанных выше четырех групп вспышек: вспышки протонные с наблюдавшимся эффектом на баллонах (табл. 7); вспышки, не давшие эффекта на баллонах, но вызвавшие сильное поглощение в полярной шапке (*PCA*) (табл. 8); вспышки балла 3, не давшие никакого эффекта (табл. 9), и вспышки балла 2 и 2 + (табл. 10).

Таблица 7

№ п/п	Дата	t_1	$t_{всп}$	t_2	∇H_1, *гс/км*	∇H_2, *гс/км*	∇H_a, *гс*	$\frac{\nabla H_a}{t_2-t_1}$, *гс/сутки*	$\tau_{всп}$, *сутки*
1	3.VII 1957 г.	$3^d,19$	$3^d,30$—$3^d,49$	$3^d,56$	0,56	0,23	330	890	0,19
2	28.VIII	28,30	28,34—28,58	28,81	0,44	0,09	350	700	0,24
3	20.X	19,73	20,69—20,75	21,33	0,28	0,085	195	122	>0,06
4	7.VII 1958 г.	5,79	7,02— 7,18	7,75	0,96	0,17	790	400	0,16
5	16. VIII	15,28	16,19—16,35	16,40	1,86	0,49	137	140	0,16
6	22.VIII	21,77	22,59—22,72	22,74	0,18	0,09	90	93	>0,13
7	10.VII 1959 г.	9,30	10,09—10,38	10,67	—	—	—	—	—
8	14.VII	13,16	14,14—14,47	15,15	1,19	0,52	670	330	0,33
9	16.VII	16,33	16,89—17,02	17,65	0,18	0,078	100	78	0,13
10	1.IV 1960 г.	1,35	1,36— 1,56	2,18	0,62	0,73	—110	—125	0,20
11	12.XI	12,29	12,55—12,81	13,23	0,40	0,15	250	266	0,26
12	15.XI	14,32	15,09—15,18	15,25	2,48	0,60	1880	2000	0,09
13	28.IX 1961 г.	28,25	28,93—29,06	29,24	0,17	$<10^{-2}$	170	162	0,13
	Всего 13 случаев		Среднее . . .		0,78	0,27	404	410	>0,182

В табл. 7—10 указан номер вспышки (каждая отдельная вспышка имеет свой номер иногда с подразделениями а, б для отдельной конфигурации); дата вспышки; моменты измерения поля до вспышки t_1 и после t_2; моменты начала и конца вспышки ($t_{всп}$) и средний градиент поля (в *гс/км*) возле н. т. до вспышки ∇H_1 и после нее ΔH_2. Эти градиенты позволяют оценить напряженность поля на заданном некотором «стандартном» расстоянии от н. т. В качестве такового было принято расстояние $a=10^3$ *км*. Величина ∇H_a (*гс*) есть изменение поля на этом стандартном расстоянии от н. т., а $\nabla H_a/t_2-t_1$ дает нам некоторую среднюю скорость изменения поля со временем возле н. т. (в *гс* на сутки). Наконец, в последнем столбце приведена длительность вспышки, которая также характеризует собой мощность вспышки.

Таблица 8

№ п/п	Дата	t_1	$t_{всп}$	t_2	∇H_1, *гс/км*	∇H_2, *гс/км*	∇H_a, *гс*	$\frac{\nabla H}{t_2-t_1}$, *гс/сутки*	$\tau_{всп}$, *сутки*
1	31.VIII 1957 г.	$30^d,69$	$31^d,54$—$31^d,62$	$31^d,71$	0,28	0,45	—165	—162	>0,08
2а	3.IX	2,69	3,59— 3,71	3,67	0,58	0,47	110	113	0,12
2б	3.IX	2,69	3,59— 3,71	3,67	0,80	0,19	610	620	0,12
3	10.IX	9,67	10,10— 10,13	10,40	0,76	0,23	530	725	>0,03
4	11.IX	10,56	11,10— 11,31	11,73	0,21	0,16	50	430	>0,21
5а	21.IX	21,34	21,56— 21,63	21,72	1,20	0,98	220	580	0,07
5б	21.IX	21,34	21,56— 21,63	21,72	0,13	0,11	20	53	0,07
6	20.VIII 1958 г.	19,73	20,03— 20,06	20,23	0,50	0,16	340	68	>0,03
7	26.VIII	24,69	26,00— 26,06	26,24	0,30	0,15	145	93	0,06
8	18.VIII 1959 г.	18,18	18,43— 18,53	19,17	0,16	0,017	140	142	0.10
9	29.III 1960 г.	29,23	29,28— 29,37	30,26	0,08	0,028	152	147	0,09
Всего 11 случаев			Среднее		0,45	0,27	225	284	>0,08

Таблица 9

№ п/п	Дата	t_1	$t_{всп}$	t_2	∇H_1, *гс/км*	∇H_2, *гс/км*	∇H_a, *гс*	$\frac{\nabla H_a}{t_2-t_1}$, *гс/сутки*	$\tau_{всп}$, *сутки*
1	22.VII 1957 г.	$22^d,22$	$22^d,41$—$22^d,54$	$22^d,56$	0,23	0,31	—80	—230	0,13
2а	16.X	15,46	16,08—16,09	16,49	1,19	—	—	—	—
2б	16.X	15,46	16,08—16,09	16,49	0,49	—	—	—	—
3	2.XII	2,23	2,45— 2,50	2,70	0,23	0,26	—30	62	>0,05
4а	1.V 1958 г.	1,30	1,88— 1,94	2,34	0,30	0,18	120	115	0,06
4б	1.V	1,30	1,88— 1,94	2,34	0,10	0,039	61	59	0,06
5а	5.V	4,74	5,15— 5,21	5,50	0,17	0,032	94	123	0,06
5б	5.V	4,74	5,15— 5 21	5,50	0,058	0,023	35	46	0,06
6	19.VI	18,71	19,40—19,50	19,71	0,11	0,08	31	31	0,10
7	15.VII	15,80	15,94—15,97	16,80	0,26	0,20	65	65	0,03
8	29.VII	28,21	29,04—29,17	29,23	0,12	0,064	52	43	0,13
9	31.XII	30,68	31,71—31,74	31,74	0,20	0,14	60	57	0,03
Всего 12 случаев			Среднее		0,18	0,13	63	83	0,07

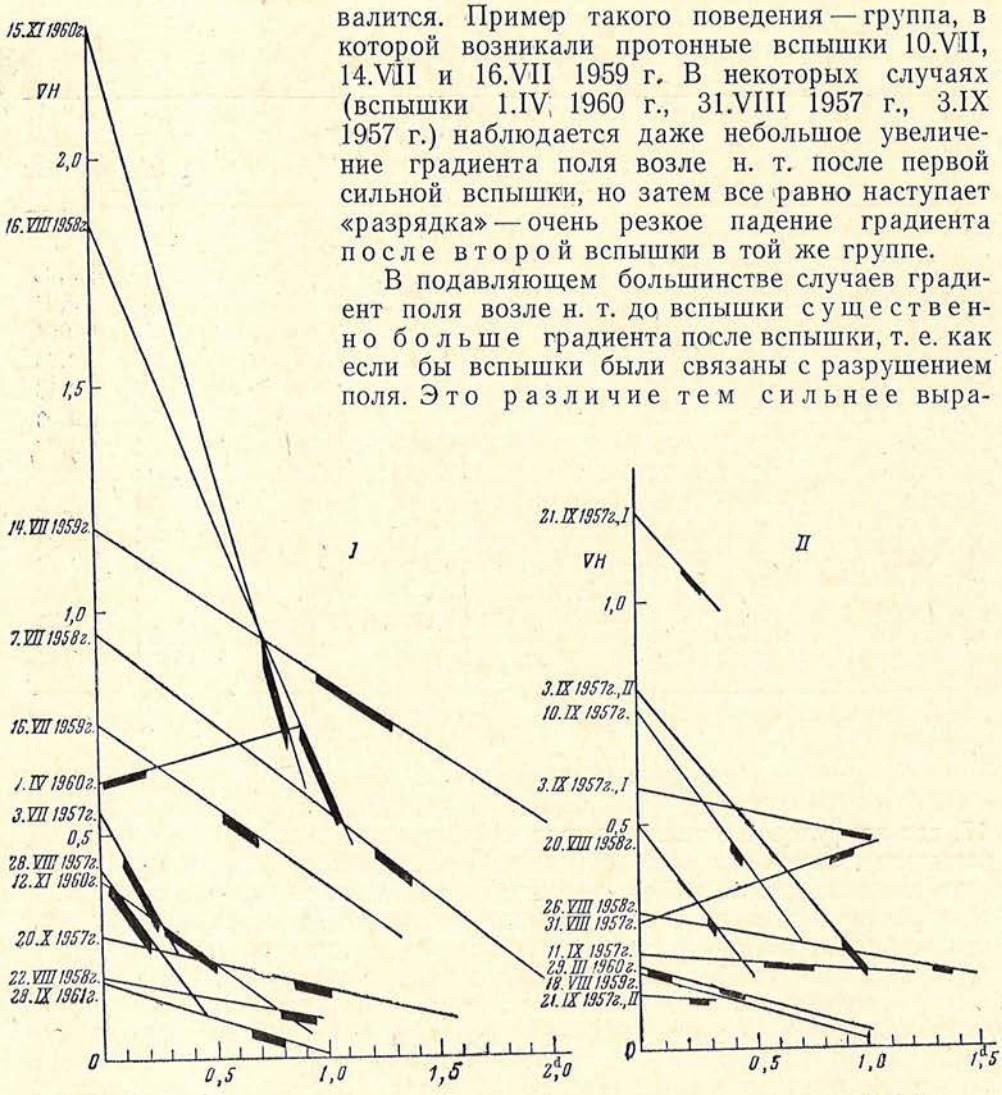
Таблица 10

№ п/п	Дата	t_1	$t_{всп}$	t_2	∇H_1, *гс/км*	∇H_2, *гс/км*	ΔH_a, *гс*	$\frac{\nabla H_a}{t_2-t_1}$, *гс/сутки*	$\tau_{всп}$, *сутки*
1	4.VII 1957 г.	$3^d,56$	$4^d,48$—4^d 50	$4^d,56$	0,027	0,062	—35	—33	0,02
2	7.IX	7,68	7,90—7,95	8,30	0,040	0,036	4	65	0,05
3а	9.IX	9,32	9,33—9,37	9,67	0,081	0,051	30	67	0,04
3б	9.IX	9,32	9,33—9,37	9,67	0,075	0,024	51	110	0,04
4	30.IX	29,70	30,71—30,74	30,92	0,049	0,043	6	4,9	0,03
5	19.XII	18,70	19,33—19,43	19,68	0,100	0,087	23	23	0,10
6	10.II 1958 г.	9,74	10,56—10,59	10,96	0,020	лимб	20	26	0,03
7	27.III	27,25	27,65—27,72	28,36	0,017	<0,001	16	14	0,07
8	6.V	5,50	6,15—6,17	6,28	0,058	0,007	—11	—14	0,02
9	19.V	19,30	19,45—19,50	19,71	0,043	0,011	32	78	0,05
10	1.VI	31,60	1,13—1,18	1,32	0,068	—	68	94	0,05
11	4.VI	4,78	4,91—5,00	5,84	0,040	0,010	30	30	0,09
12	11.VI	11,51	11,86—11,88	12,16	0,054	0,020	34	52	0,02
13	14.VI	14,32	14,47—14,50	14,73	0,077	0,087	—10	—24	0,03
14	13.IX	13 33	13,38—13,44	13,72	0,061	0,047	14	36	0,06
Всего 15 случаев			Среднее		0,054	0,038	25,6	40,2	0,04

Данные о градиентах поля ∇H_1 и ∇H_2 приведены также на фиг. 16 и 17, где за нулевой момент принят момент первого измерения поля (до вспышки). Здесь значения ∇H_1 и ∇H_2 соединены прямой линией только для наглядности и чтобы не спутать вспышки. Интервал, в котором появляется вспышка, отмечен жирной чертой на этих прямых. Первое, что обращает на себя внимание в табл. 7—10, это то, что вспышки с космическими лучами балла 3 и 3+ возникают при существенно бóльших градиентах поля возле н. т., нежели обычные вспышки балла 3 и тем более вспышки 2+ и 2. Мы видим, что вспышки, дающие космические лучи (в частности, протоны) у поверхности Земли, возникают при градиентах поля возле н. т., почти в 2 раза бóльших, чем вспышки, испускающие более мягкие космические лучи (протоны), проникающие в основном в область полярной шапки, а эти последние возникают при градиентах, более чем в 2 раза превосходящих градиенты обычных вспышек балла 3. Что касается вспышек балла 2 и 2+, то градиент поля, при котором они обычно возникают, в среднем почти в 4 раза ниже градиента, необходимого для обычных вспышек балла 3, не генерирующих космические лучи. Поэтому естественно возникает предположение, что генерация космических лучей во вспышках тесным образом связана с напряженностью магнитного поля в окрестности вспышки. Очень характерно далее, что нет ни одной вспышки балла 3, у которой градиент возле н. т. до вспышки был бы меньше 0,10 *гс/км*, так же как нет ни одной вспышки балла 2, у которой этот градиент превосходил бы 0,1 *гс/км*. Следует также обратить внимание на то, что при повторных вспышках в данной группе происходит как бы «каскадное понижение» ∇H возле н. т.: если первая вспышка «опускает» значение ∇H до определенного уровня, при котором еще возможна сильная вспышка, то этот уровень затем слегка повышается и происходит новая разрядка напряженного положения до тех пор, пока градиент не достигнет «безопасной» величины (~0,1 *гс/км*) или пока группа не раз-

валится. Пример такого поведения — группа, в которой возникали протонные вспышки 10.VII, 14.VII и 16.VII 1959 г. В некоторых случаях (вспышки 1.IV 1960 г., 31.VIII 1957 г., 3.IX 1957 г.) наблюдается даже небольшое увеличение градиента поля возле н. т. после первой сильной вспышки, но затем все равно наступает «разрядка» — очень резкое падение градиента после второй вспышки в той же группе.

В подавляющем большинстве случаев градиент поля возле н. т. до вспышки существенно больше градиента после вспышки, т. е. как если бы вспышки были связаны с разрушением поля. Это различие тем сильнее выра-



Фиг. 16. Сравнение градиентов поля до и после вспышек классов I и II

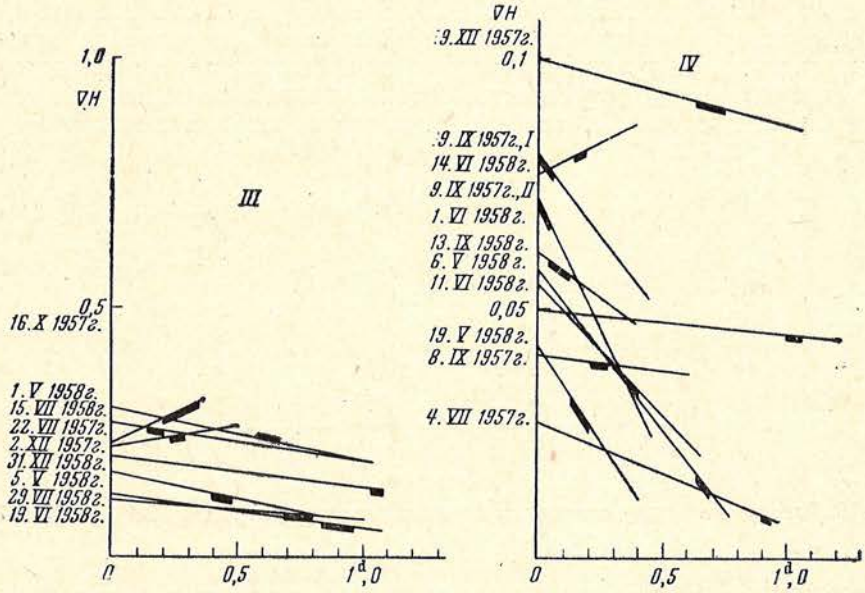
жено, чем больше мощность вспышки. Аналогичный результат получается и для средней скорости изменения поля $\nabla H_a/t_2 - t_1$: абсолютное значение этой величины тем больше, чем больше мощность вспышки. Сводка средних значений ∇H_1, ∇H_2, $\Delta H_a/t_2 - t_1$ для разных типов вспышек приведена в табл. 11. Приведенные данные не позволяют, однако, непосредственно судить о том, когда происходят изменения поля: до, после или во время вспышки. Если подобные изменения происходят до вспышки, то статистически величина изменения поля должна быть тем больше, чем больше интервал времени от первого измерения поля до начала вспышки. Аналогичное справедливо и для случая, когда эти изменения происходят после вспышки. Попытки изучить связь ΔH_a с величинами $t_н - t_1$ и $t_2 - t$ показывают, что никакой такой зависимости не существует — точки разбросаны случайно ($t_н$ и $t_к$ — моменты начала и конца вспышки). В то же время, если изменение поля происходит в течение вспышки, то оно, вообще говоря, не обязано показывать статистический рост с длительностью вспышки. Оно

будет расти, если изменения поля физически определяют мощность вспышки. Зависимости $\overline{\Delta H_a}$ и $\frac{\nabla H_a}{t_2-t_1}$ от длительности, приведенные на фиг. 18, свидетельствуют о том, что мощность и длительность вспышки определяются изменением магнитного поля: чем больше изменение поля ∇H_a, тем больше мощность и длительность вспышки. В пользу того, что вспышки

Таблица 11

Класс вспышек	Вспышка	Число случаев	Градиент поля, *гс/км* до	после	Скорость изменения поля, *гс/сутки*	Длительность вспышки	Изменение поля у н. т. *гс/сутки*
1	Протонная (баллон)	13	0,78	0,27	400	>0d,17	384
2	(РСА)	11	0,45	0,27	284	>0,089	225
3	Балл 3 без РСА	12	0,18	0,13	83	>0,071	63
4	2+ и 2 обычные	15	0,054	0,038	40	0,048	25

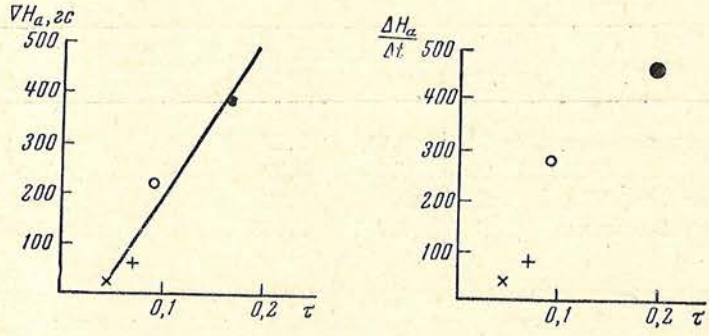
связаны с превращением магнитной энергии в тепловую энергию излучения и космических лучей, говорят также непосредственные данные наблюдений об изменении поля при вспышках, рассмотренные в начале этого параграфа (табл. 5 и фиг. 6). Мы видим, что относительное изменение расстояния между одноименными полюсами при вспышках $\delta R/R$



Фиг. 17. Сравнение градиентов поля до и после вспышек классов III и IV

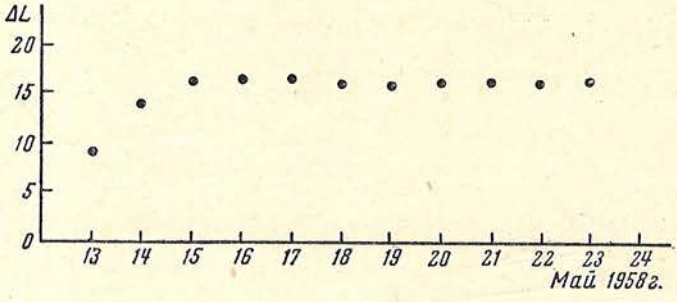
в среднем $\sim+0{,}32$. Энергия взаимодействия полюсов, рассматриваемых как диполи $\sim m_1m_2/R^3$, изменяется при этом на величину $\delta W=-3\frac{m_1m_2}{R_3}\cdot\frac{\delta R}{R}$, по порядку величины магнитный момент пятен $m_1\approx m_2=HSh\approx\approx10^3(10^9)^2h=10^{21}h$, где h — длина диполя, так что, считая $h\approx R\approx10^{10}$, получим $\delta W\approx3\cdot10^{42}/10^{10}\approx0{,}3\cdot10^{32}$ *эрг*, что практически совпадает с энергией, уносимой космическими лучами при вспышках.

Рассмотрим более внимательно конфигурации поля при протонных вспышках (фиг. 6) и обычных балла 3 без геофизических эффектов, которые приведены на фиг. 7. Если в первом случае имеются реальные, хорошо выраженные изменения — выталкивание полюса или перестройка в расположении полюсов, то во втором случае таких изменений не наблюдается, хотя изменения напряженности поля отдельных полюсов не отличаются заметно от тех же для протонных вспышек. Это за-



Фиг. 18. Зависимость градиента поля ∇H_a возле нейтральной точки и среднего (суточного) изменения поля от длительности (мощности) вспышки

ставляет думать, что главным в механизме генерации космических лучей при вспышках являются не столько напряженности полей отдельных пятен, сколько их расположение и перестройка их расположения (это впрочем вполне естественно, если вспышки возникают в н. т., так как напряженность поля возле н. т. пропорциональна дипольному мо-



Фиг. 19. Расстояние между основными пятнами биполярной группы 13234 (май 1957 г.)

менту пятен в первой степени и расстоянию до пятен в минус третьей степени). На существенное значение такой перестройки для генерации космических лучей обращалось также внимание в [32] и [33].

В заключение этого параграфа кратко остановимся на очень важном вопросе (который будет подробно рассмотрен в одной из последующих работ): насколько изменения поля, о которых мы говорили, характерны именно для вспышек, т. е. не являются ли они проявлением обычного нормального развития полей групп.

Если мы рассмотрим группы, в которых вспышки не возникают (или возникают вспышки с баллом $\leqslant 2$), то мы найдем, что к числу их относятся простейшие биполярные группы, состоящие из двух пятен или двух подгрупп пятен, удаленных на некоторое расстояние одно

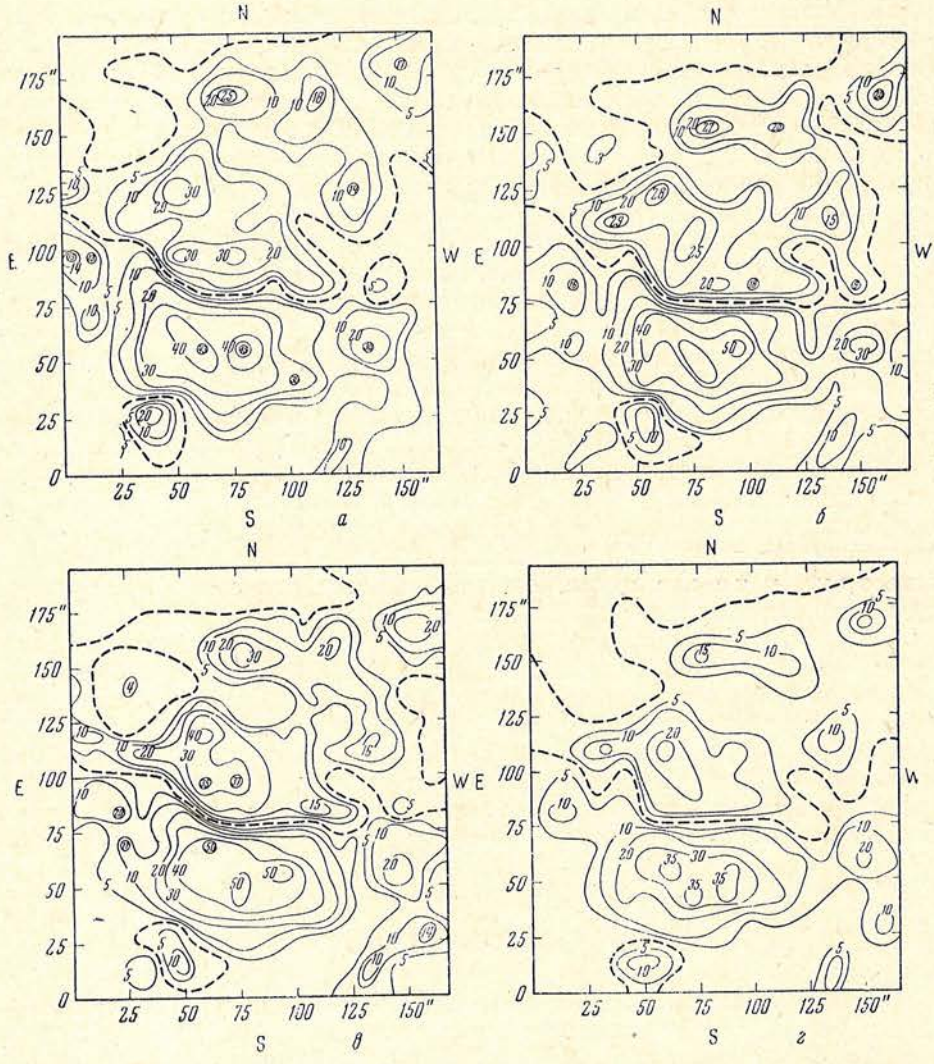
от другого (бо́льшее, чем размер подгрупп), которое если и меняется, то очень слабо (см., например, фиг. 19), слегка возрастая со временем,— эффект хорошо известный. Напряженность компонент таких групп также слабо изменяется со временем. Простейшая биполярная группа не даст вспышек даже если две полярности N и S находятся очень близко одна к другой — соприкасаются в ядре одной и той же тени — случай, который не так уж редок и впервые был отмечен наблюдателями обсерватории Маунт-Вилсон [26]. Поэтому встречающееся в иностранной литературе выражение «вспышки возникают на границе раздела полярностей», вероятно, лишено смысла, см , например [34]. Однако вспышка в биполярной группе появляется, как только возникает или выделяется третье пятно, т. е. возникает нулевая точка. Точно так же вспышки не возникают никогда при наличии двух полюсов одной полярности. С точки зрения дипольного взаимодействия такие конфигурации не устойчивы и должны расталкиваться. Только появление третьего полюса противоположной полярности делает возможным не только сколько-нибудь длительное существование конфигурации и н. т., но и рост поля возле н. т. за счет сближения или перераспределения положения полюсов. Что касается мультиполярных групп, то их изучение связано с большими трудностями: трудно выделить период, когда не возникают вспышки и невозможно подчас отождествить изо дня в день одни и те же пятна. Известно, однако, что наибольшее количество вспышек возникает в период роста группы, когда число пятен, их площадь и поле растут. Если бы найденное выше уменьшение ∇H не было бы связано со вспышками, а выражало бы собой нормальное развитие большой группы, то это означало бы, что вспышки возникают в фазе затухания группы, тогда как фактически они возникают преимущественно в период роста величины и сложности поля. Поэтому, вероятно, вспышка возникает в результате роста поля, но после вспышки происходит лишь временное уменьшение поля, если группа не исчерпала себя. Очевидно, все эти вопросы требуют отдельного изучения.

§ 3. Изменения магнитных полей при вспышках

(данные магнитографа)

Об изменениях магнитного поля во время вспышек можно судить по записям поля, полученным при помощи магнитографа [22, 23]. Эти записи дают возможность построить карты, на которых замкнутые контуры — изогауссы проводятся через одни и те же значения напряженностей магнитного поля (выраженные в делениях потенциометра [35]). За время наблюдений с магнитографом (с 1957 г.) в Крымской астрофизической обсерватории получено много записей магнитных полей в активных областях. В [22] часть этого материала уже опубликована в виде серии карт магнитных полей. Там, в частности, имеются все записи магнитного поля активной группы, в которой 22.VIII 1958 г. была известная протонная вспышка балла 3+. В [11] помещены только отдельные карты различных активных областей. Ниже приводятся серии записей магнитного поля активных областей Солнца, рассмотренных в §§ 1 и 2 и давших сильные вспышки, после которых наблюдалось увеличение интенсивности космических лучей, а именно 14.VII 1959 г. (фиг. 20), 15.VII 1959 г. (фиг. 21), 16.VII 1959 г. (фиг. 22), 17.VII 1959 г. (фиг. 23), 18.VIII 1959 г. (фиг. 24) и, наконец, 1.IV 1960 г. (фиг. 25) *. На приведенных картах нулевая линия проведена пунктиром и области зашкаливания

* Все эти карты исследовались в [23] при изучении смещения магнитных «холмов», связанных со вспышками.



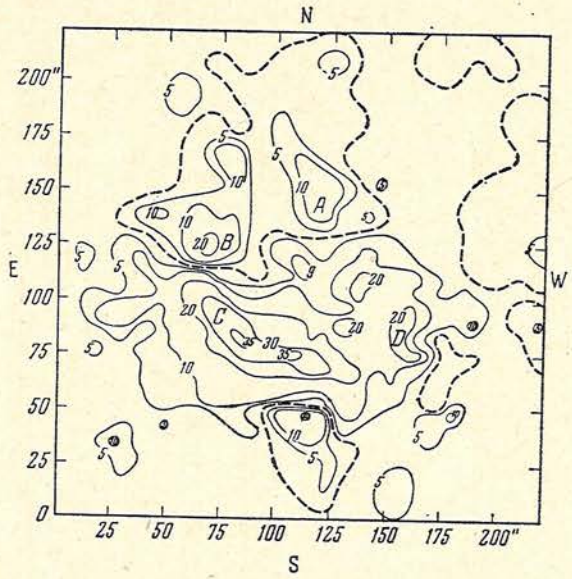
Фиг. 20. Карты магнитного поля активной группы 14.VII 1959 г.

а — $6^h\,54^m$ (во время вспышки балла 3+); *б* — $8^h\,03^m$ (во время вспышки балла 3+); *в* — $8^h\,56^m$ (во время вспышки балла 3+); *г* — $13^h\,55^m$ (после вспышки балла 3+). На фиг. 20 — 23 даны карты магнитного поля одной и той же активной группы.

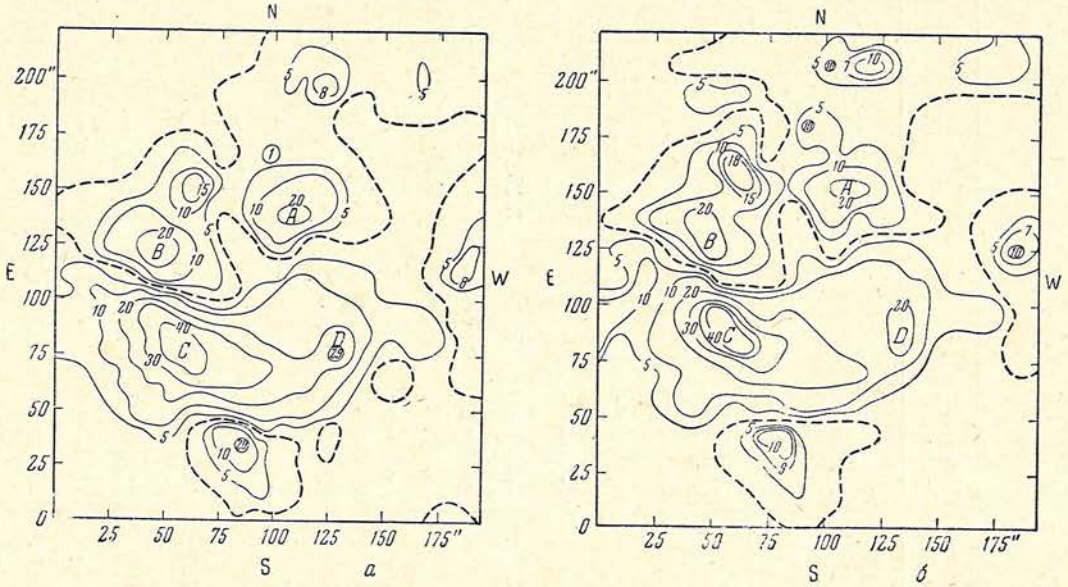
заштрихованы. Данные о магнитных картах активных групп и вспышках, возникающих в них, собраны в табл. 12.

Во втором столбце табл. 12 дается номер группы (Маунт-Вилсон) *; в третьем — дни, когда проводились записи; в четвертом — мировое время начала записи магнитного поля; в пятом — длина волны линии, по которой проведены записи поля; в шестом — калибровка в гауссах; в седьмом — мировое время вспышки и в восьмом — балл вспышки.

* Нумерация групп по Маунт-Вилсону дается только за время МГГ, остальные номеров не имеют.



Фиг. 21. Карта магнитного поля активной группы 15.VII 1959 г. в 13^h10^m



Фиг. 22. Карты магнитного поля активной группы 16.VII 1959 г.

а — 11^h 35m (перед вспышкой балла 3+); *б* — 15^h 00^m (перед вспышкой балла 3+)

Таблица 12

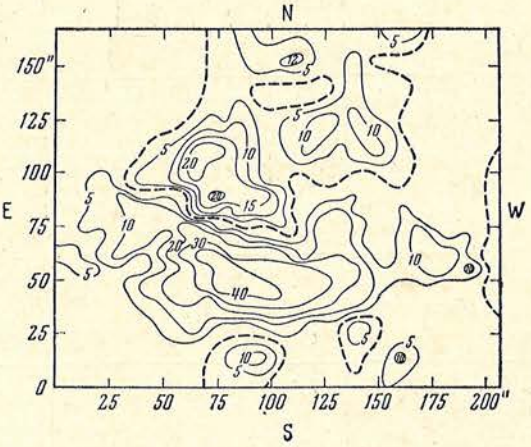
№ п/п	№ группы	Дата записи поля	Начало записи поля, UT	λ	1 деление, *гс*	Продолжительность вспышки, UT	Балл вспышки	Примечание
1	12434	3.VII 1957 г.	$1,8^h45^m$ —	5250,2	5,3	7^h12^m—11^h45^m	3+	Записи сделаны во время вспышки
			2,10 30—	5250,2	7,5			
2	13464	20.VIII 1958 г.	1,14 00—	4886,3	40,0	—	—	—
3	13464	22.VIII	1,11 50—	4886,3	18,3	13 17—14 05	2+	Перед вспышкой
			2,14 20—	4886,3	24,4	—		После вспышки
			3,15 00—	4886,3	37,0	14 17—17 17Д	3	Вначале вспышки
4	13464	23.VIII	1,12 50—	4886,3	25,0	—		После вспышки
5		14.VII 1959 г.*	1,6 54—	4886,3	13,6	3 25Е—11 21	3+	Во время вспышки
			2,8 03—	4886,3	16,4			То же
			3,8 56—	4886,3	13,4			» »
			4,13 55—	4886,3	37,6			После вспышки
6		15.VII	1,13 10—	4886,3	29,2			
7		16.VII	1,11 35—	4886,3	16,5			Перед вспышкой
			2,15 00—	4886,3	26,3	21 14—24 30	3+	То же
8		17.VII	1,6 00—	4886,3	8,7			После вспышки
9		18.VIII 1959 г.	1,7 45—	4886,3	18,0	10 19—12 50	3	Перед вспышкой
			2,13 45—	4886,3	14,0			После вспышки
10		1.IV 1960 г.	1,10 15—	4886,3	39,0	8 40—13 20	3+	После макс. вспышки
			2,11 20—	4886,3	23,4			В конце вспышки
			3,14 05—	4886,3	35,0			После вспышки

* С 14 по 17 июля 1959 г. записана одна и та же активная область.

В таблице 12 все данные можно разделить на две группы. К первой группе относятся те регистрации, которые начинаются во время вспышки (3.VII 1957 г., 14.VII 1959 г., 1.IV 1960 г.). Во второй группе находятся вспышки, для которых имеется хотя бы одна запись, полученная до начала вспышки и существенно после ее конца. Записи магнитного поля после вспышек балла 3+ 22.VIII 1958 г. и 16.VII 1959 г. проведены 23.VIII 1958 г. и 17.VII 1959 г. соответственно (см. табл. 12). Здесь в первом случае временнóй интервал между двумя последующими записями достигает 22 часов, а во втором — 15 часов. Однако в обоих этих случаях активные области располагались не очень далеко от центрального меридиана (см. табл. 1), где влияние изменения проекции на изменение напряженности магнитного поля, вероятно, не очень существенно. Поэтому можно думать, что изменения в распределении магнитного поля в этих случаях связаны со вспышечными процессами.

Исключительным является материал, полученный 18.VIII 1959 г. (см. фиг. 24). Вспышка балла 3 началась в 10^h19^m и закончилась в $12^h\ 50^m$. Первая запись магнитного поля этой активной области проведена за 2,5 часа до начала вспышки. Повторные измерения сделаны через час после окончания вспышки (см. табл. 12). Временно́й интервал между двумя этими измерениями магнитных полей порядка 6 часов. Поэтому с большой уверенностью можно говорить, что различия в распределении магнитного поля на обеих картах связаны со вспышкой (см. фиг. 24).

Об изменениях магнитного поля можно судить по убыванию или росту его градиентов. С целью выяснения величин градиентов напряженности магнитного поля и их изменений, связанных со вспышками, использовались карты магнитных полей, приведенные на фиг. 22—25, а также опубликованные в [22] и [11]. Поскольку на картах, опубликованных в [22] и [11], нет принятых нами здесь обозначений, воспроизводим вновь по одной карте за 3.VII 1957 г. (фиг. 26) и 22.VIII 1958 г. (фиг. 27). По этим картам, а также картам, опубликованным в [22] и [11], выбиралась некоторая наиболее характерная конфигурация «холмов» магнитного поля, которая отождествлялась на всех других записях той же группы. Центры «холмов» магнитного поля соединялись прямыми. Вдоль этих прямых измерялись напряженности магнитного поля на различных расстояниях от центра одного из «холмов», центр этого «холма» отмечается первой буквой в обозначениях соответствующих направлений ($A-B$, $C-D$ и т. д.). Результаты измерений представлены на фиг. 28, где по оси ординат отложена величина напряженности продольного магнитного поля в гауссах, а по оси абсцисс — расстояние в километрах. Через полученные точки проводились прямые линии. Наклон этих прямых дает нам градиент магнитного поля. Поскольку прямые проведены через большое число точек, то можно полагать, что градиент определен довольно уверенно. Значения градиентов представлены в табл. 13.



Фиг. 23. Карта магнитного поля активной группы 17.VII 1959 г. в 6^h00^m (после вспышки балла 3+)

Просмотр данных табл. 13 показывает, что для первой группы записей в одних направлениях градиенты убывают, а в других увеличиваются. При этом уменьшение градиентов в одном направлении не сильно отличается от увеличения градиентов в другом направлении. В результате можно сказать, что для первой группы записей более или менее ощутимого уменьшения градиентов нет. Следует при этом помнить, что для случая 3.VII 1957 г. оба измерения сделаны во время вспышки, а поэтому результат этот не сравним с тем, который следует из рассмотрения конфигураций поля в § 2, где использованы данные об абсолютном поле до и после вспышки. Что касается случая 1.IV 1960 г., то результаты табл. 13 примерно согласуются с данными § 2.

Таблица 13*

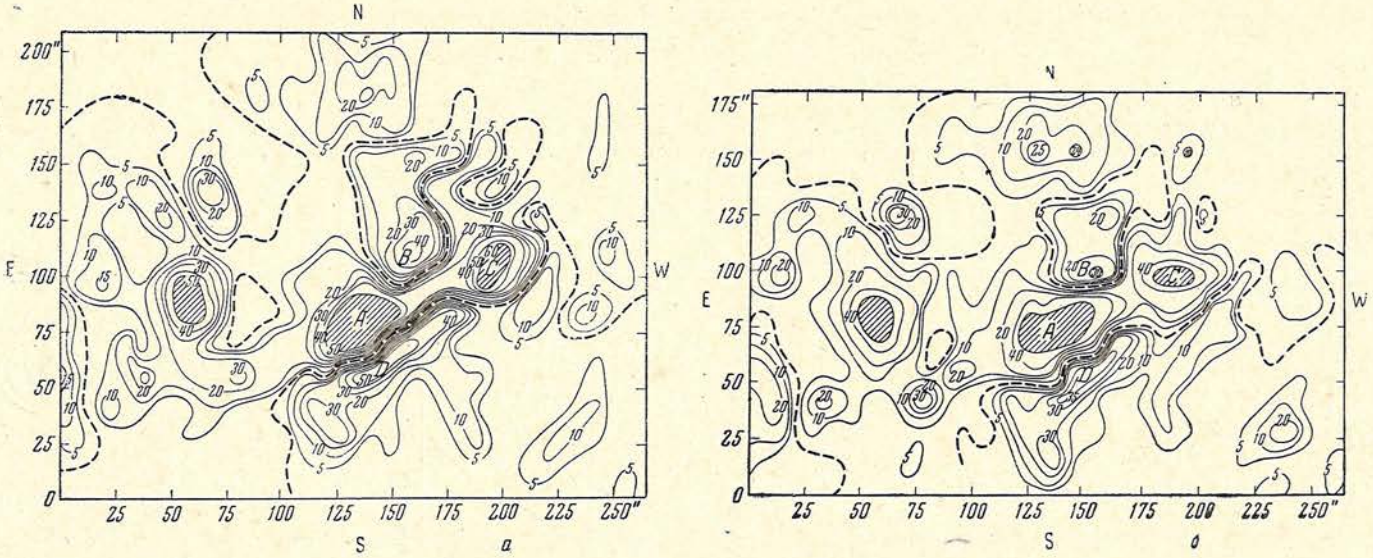
Группа I

Дата	Начало записи, UT	$\nabla H \cdot 10^2$ (для направлений измерений), *гс/км*								Примечание
		$A-D_I$	$A-D_{II}$	$C-D_I$	$C-D_{II}$	$C-D_{III}$	$C-D_{IV}$	$A-C_I$	$A-C_{II}$	
3.VII, 1957 г.	8^h45^m	2,5	2,5	4,6	4,6	2,7	2,7	7,5	5,0	Во время вспышки балла 3+
	10 30	2,5	2,5	4,3	4,3	3,0	3,0	8,6	3,7	То же
		$C-B_I$	$C-B_{II}$	$E-D_I$	$E-D_{II}$	$E-A_I$	$E-A_{II}$			
1.IV 1960 г.	10^h15^m	7,4	22,0	15,4	11,0	7,7	5,9			Во время вспышки балла 3+
	11 20	6,2	12,5	8,7	16,7	7,7	5,9			То же
	14 05	7,7	16,7	9,1	11,8	4,9	5,9			После вспышки балла 3+

Группа II

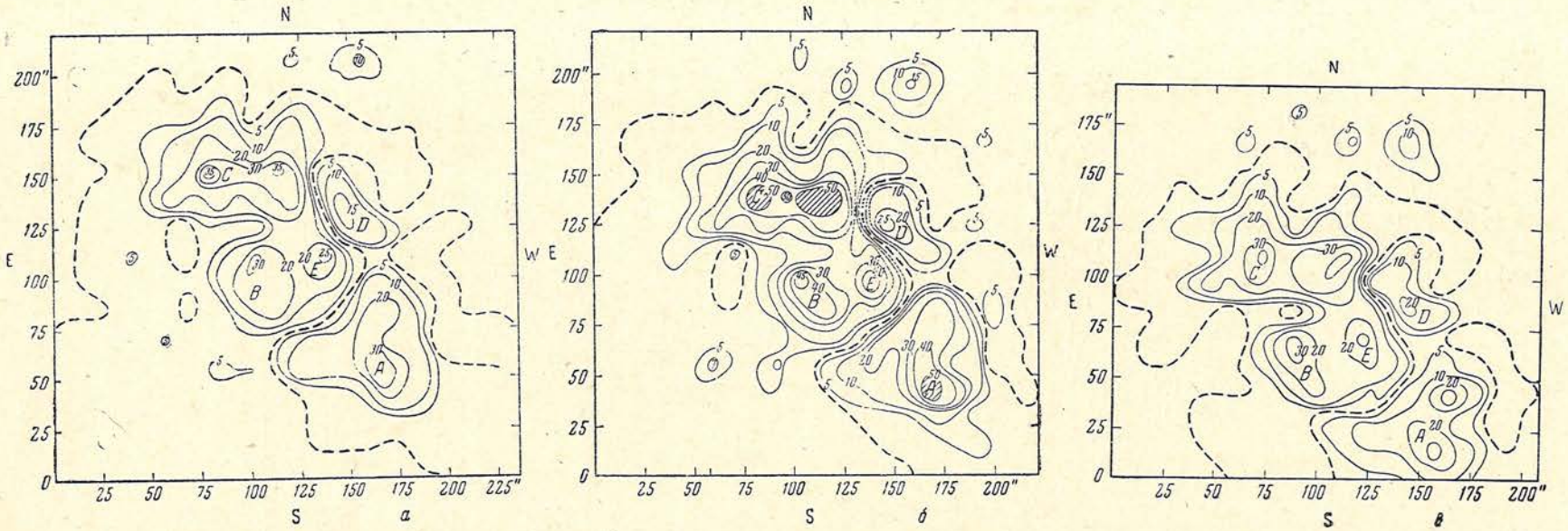
		$C-G_I$	$C-G_{II}$	$A-C_I$	$A-C_{II}$	$C-D_I$	$C-D_{II}$	$E-C_I$	$E-C_{II}$	$A-B_I$	$A-B_{II}$	
20.VIII 1958 г.	14^h00	7,2	7,2	12,5	12,5	—	—	—	—	—	—	
22.VIII	11 50	11,1	11,1	3,7	40,0	10,0	2,5	9,1	10,0	12,5	12,5	Перед вспышкой балла 2+
	14 20	8,3	8,3	5,3	10,0	10,0	10,0	7,4	7,4	25,0	12,5	После вспышки балла 2+
	15 00	14,3	14,3	20,0	20,0	13,6	13,6	10,5	16,7	—	—	Вначале вспышки балла 3+
23.VIII	12 50	8,0	8,0	10,0	10,0	13,4	5,0	11,0	16,7	—	—	После вспышки балла 3+
		$B-A_I$	$B-A_{II}$	$C-D_I$	$C-D_{II}$	$B-C_I$	$B-C_{II}$	$A-D_I$	$A-D_{II}$			
16.VII 1959 г.	11^h35^m	1,8	2,3	1,1	3,0	7,4	7,4	2,5	2,0			Перед вспышкой балла 3+
	15 00	3,3	2,4	2,0	3,5	9,0	9,0	6,5	2,0			То же
17.VII	6 00	1,2	1,2	0,38	0,5	2,25	2,25	1,0	0,5			После вспышки балла 3+
		$A-B_I$	$A-B_{II}$	$B-C_I$	$B-C_{II}$	$A-D_I$	$A-D_{II}$	$B-D_I$	$B-D_{II}$	$B-D_{III}$	$B-D_{IV}$	
18.VIII 1959 г.	7^h45^m	17,7	7,7	11,7	9,5	20,0	25,0	9,5	14,3	14,3	12,2	Перед вспышкой балла 3
	13 45	11,1	14,3	8,0	11,7	20,0	11,1	11,8	11,8	15,4	7,4	После вспышки балла 3

* Индексы *I*, *II*, *III* и *IV* указывают, какая часть кривой взята на фиг. 28



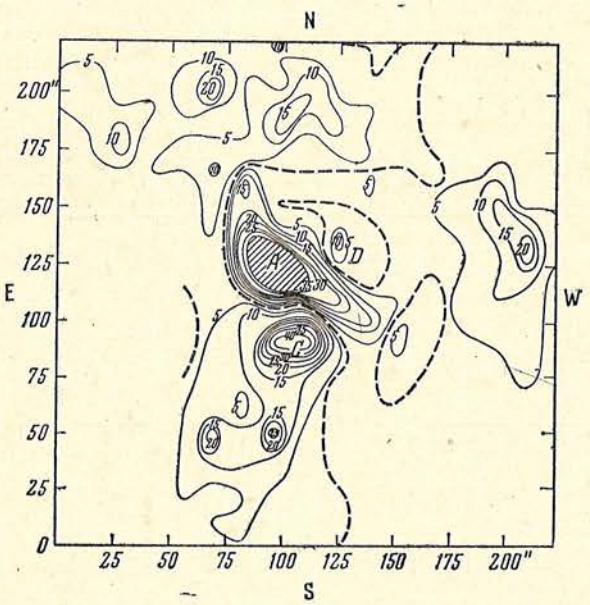
Фиг. 24. Карты магнитного поля активной группы 18.VIII 1959 г.

а — $7^h\ 45^m$ (перед вспышкой балла 3); *б* — $13^h\ 45^m$ (после вспышки балла 3)

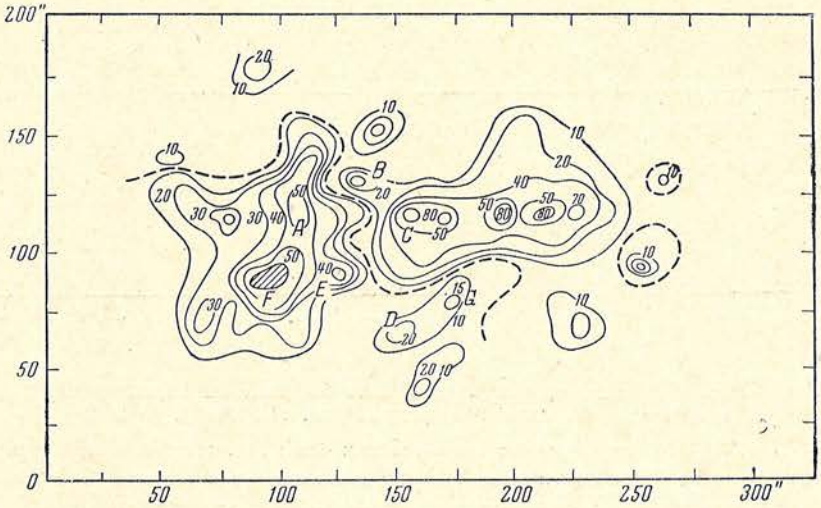


Фиг. 25. Карты магнитного поля активной группы 1.IV 1960 г.

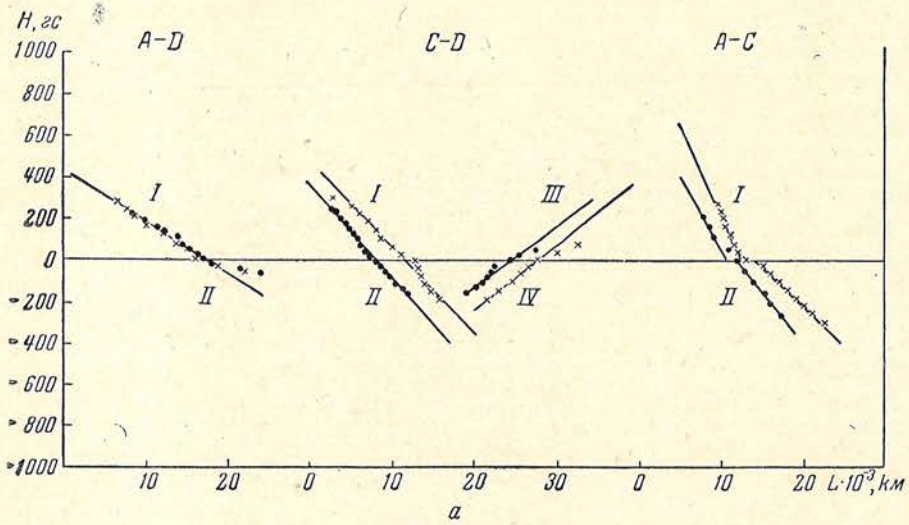
а — $10^h\ 15^m$ (после максимума вспышки балла 3+); *б* — $11^h\ 20^m$ (в конце вспышки балла 3+); *в* — 14^h05^m (после вспышки балла 3+)

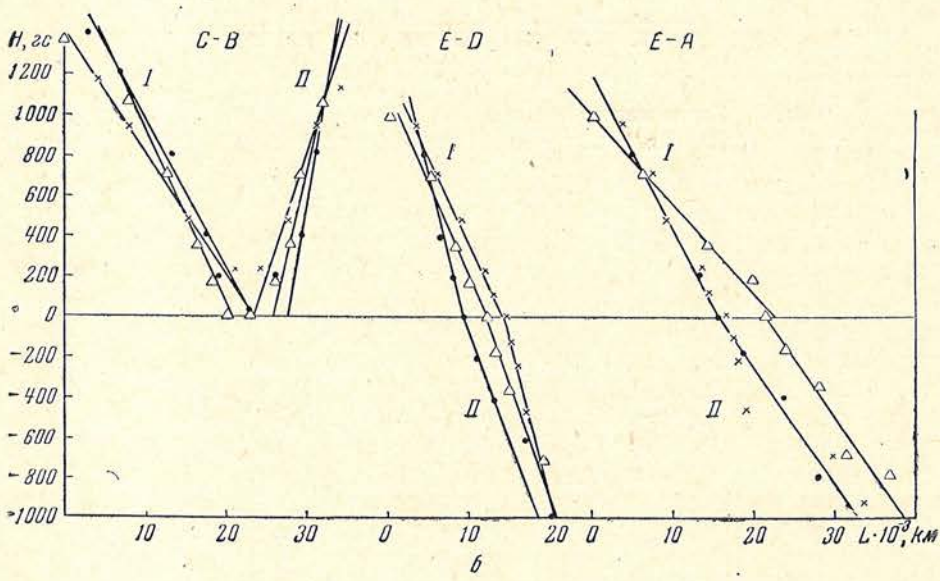


Фиг. 26. Карта магнитного поля активной группы 12434 3.VII 1957 г. в 10^h30^m (в конце вспышки балла 3+)



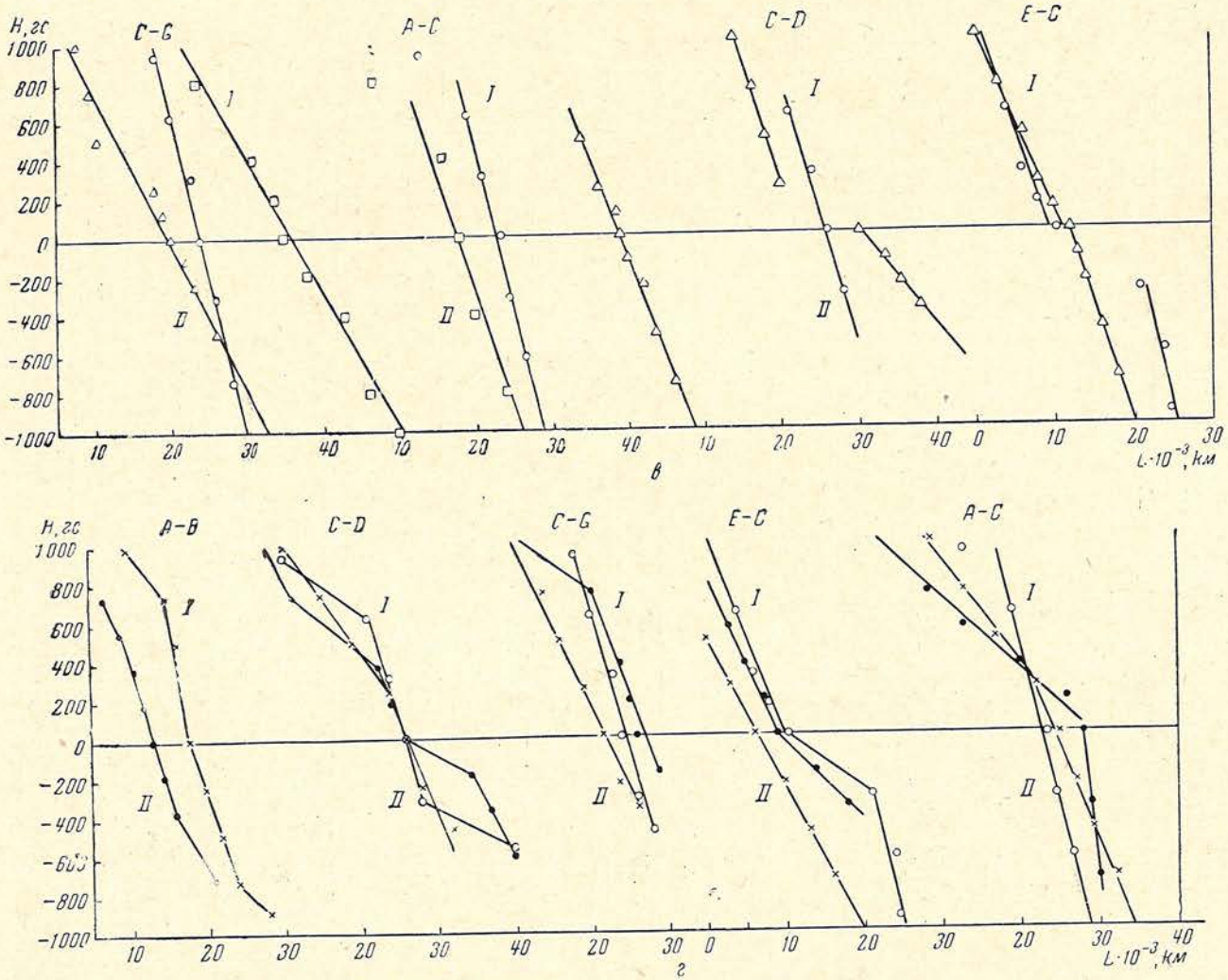
Фиг. 27. Карта магнитного поля активной группы 13464 22.VIII 1958 г. в 11^h50^m (перед вспышкой балла 2+)



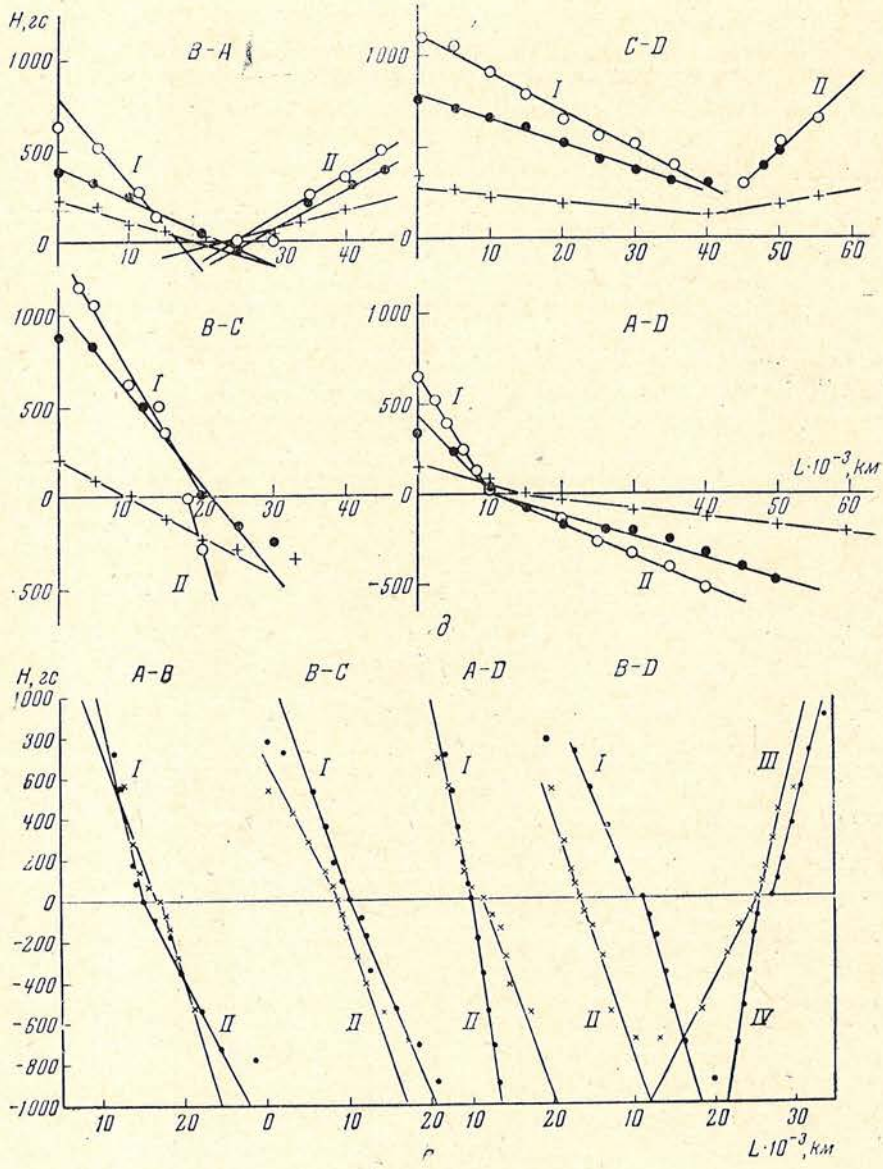


Фиг. 28. Изменение магнитного поля по наиболее характерным направлениям в активных группах (см. также стр. 65 и 66)

а — 3.VII 1957 г.: точки — $8^h\ 45^m$ (во время вспышки балла 3+), крестики — $10^h\ 30^m$ (во время вспышки балла 3+); *б* — 1.IV 1960 г.: точки — $10^h\ 15^m$ (после максимума вспышки балла 3+), крестики — $11^h\ 20^m$ (в конце вспышки балла 3+), треугольники — $14^h\ 05^m$ (после вспышки балла 3+); *в* — 20.VII 1958 г.: квадраты — $14^h\ 00^m$, 22.VIII 1958 г.: кружки — $15^h\ 00^m$ (в начале вспышки балла 3+) 23.VIII 1958 г.: треугольники — $12^h\ 50^m$ (после вспышки балла 3+); *г* — 22.VIII 1958 г.: точки — $11^h\ 50^m$ (перед вспышкой балла 2+), крестики — $14^h\ 20^m$ (после вспышки балла 2+), кружки — $15^h\ 00^m$ (в начале вспышки балла 3+); *д* — 16.VII 1959 г.: точки — $11^h\ 35^m$ (перед вспышкой балла 3+), 16.VII 1959 г. кружки — $15^h\ 00^m$ (перед вспышкой балла 3+), 17.VII 1959 г.: плюсы — $6^h 00^m$ (после вспышки балла 3+) *е* — 18.VIII 1959 г.: точки — $7^h\ 45^m$ (перед вспышкой балла 3), крестики — $13^h\ 45^m$ (после вспышки балла 3)



Фиг. 28. Продолжение



Фиг. 28. Окончание

Что касается второй, более многочисленной группы случаев, то для нее можно судить о направлении изменения градиентов до и после вспышки. Здесь наблюдается следующая довольно характерная картина изменения градиентов: перед вспышкой и к ее началу градиент поля заметно возрастает по большинству направлений (ср. данные за 20.VIII 1958 г. и 22.VIII 1958 г. перед вспышкой балла 2+ и затем после этой вспышки и в начале вспышки балла 3+ за этот же день; а также градиенты перед вспышкой балла 3+ 16.VII 1959 г.). После же вспышки градиенты заметно падают по большинству направлений (ср. градиент ∇H за 22.VIII 1958 г. 15^h00^m и 23.VIII 1958 г. 12^h50^m, за 16.VII 1959 г. 15^h00^m и 17.VII 1959 г. 6^h00^m, а также случай 18.VIII 1959 г.), хотя на отдельных направлениях иногда имеется некоторый рост ∇H, правда заметно меньший, чем увеличение по другим направлениям. Этот результат качественно согласуется с тем, что получено в § 2; что касается количественного сравнения, то оно здесь не

вполне оправдано, так как в § 2 оценивается градиент поперечного поля вблизи нулевой точки, тогда как здесь измеряется градиент продольного поля в направлении прямых, соединяющих отдельные полюса. Но тем не менее, например, для вспышек 22.VIII 1958 г. величины ∇H в обоих случаях практически совпадают (здесь 0,10—0,20 *гс/км*, а там найден градиент 0,18 *гс/км*). Для вспышки 16.VII 1959 г. ∇H здесь в 2 раза меньше, чем приведенные в табл. 7; для вспышки 18.VIII 1959 г. градиенты, приведенные в табл. 13, практически в среднем совпадают с градиентами, данными в табл. 8. Хотя материала для определенного вывода еще недостаточно, представляет большой интерес также факт увеличения ∇H перед вспышкой. В [36] также найдено аналогичное уменьшение градиентов после вспышки, хотя на другой день поле вернулось к своему исходному «предвспышечному» состоянию.

В заключение приносим благодарность Н. В. Годовникову, А. Н. Бабину, Т. П. Хромовой за помощь в вычислениях и А. Е. Балковому за подготовку иллюстраций.

15 мая 1962 г.

Литература

1. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., **12**, 3, 1954.
2. H. W. Dodson and E. R. Hedeman. IGY Solar Activity Report Series, N 12, 1960; N 15, 1961.
3. Quart. Bull. Solar Activity of the I. A. U., N 119—128, 1957—1960.
4. World Data Center. «A Solar Activity», Boulder. N 13—15, 1957—1961.
5. «Map of the Sun 1957—61», Fraunhofer Institut.
6. V. E. Stepanov, E. F. Shaposhnikova a. N. N. Petrova. «The catalogue of strengths and polarities of magnetic fields of sunspots for the period of IGY (1 July 1957—31 Dec. 1958)». London, Pergamon Press (в печати).
7. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. обс., **28**, 305, 1962.
8. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 90, 1961.
9. А. Н. Чарахчьян и Т. Н. Чарахчьян. Геомагнетизм и аэрономия, **2**, № 5, 829, 1962.
10. Е. Ф. Шапошникова и М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. обс., **21**, 112, 1959.
11. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., **25**, 114, 1961.
12. M. C. Ballario. Mem. Soc. Astron. Italiana, **29**, N 1, 1958.
13. M. D'Azambuja, G. Olivier, J. Rayrole. Astronomie, Sept. 1957.
14. С. И. Абраменко, Э. Е. Дубов, М. Б. Огирь, Н. Е. Стешенко, Е. Ф. Шапошникова, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., **23**, 341, 1960.
15. Б. М. Владимирский, А. С. Дворяшин, Н. Н. Ерюшев, И. Г. Моисеев, Ю. И. Нешпор, М. Б. Огирь, Н. Н. Одинцова. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 74, 1961.
16. М. Б. Огирь и Н. Е. Стешенко. Изв. Крымской астрофиз. обс., **25**, 134, 1961.
17. B. Valniček. Bull. Astron. Inst. Czech., **12**, N 6, 1961.
18. R. Howard and H. W. Babcock. Astrophys. J., **132**, N 1, 918, 1960.
19. M. A. Ellison, S. M. P. McKenna and J. H. Reid. Dunsink Observ. Publ., **1**, N 3, 1961.
20. M. Waldmeier. Z. Astrophys., **52**, 1, 1961.
21. А. Б. Северный. Астрон. ж., **34**, 328, 1957; Докл. АН СССР, **121**, № 5, 1958.
22. А. Б. Северный. Астрон. ж., **35**, 335, 1958; Изв. Крымской астрофиз. обс., **20**, 22, 1958; **22**, 12, 1960.
23. С. И. Гопасюк. Астрон. ж., **38**, 209, 1961.
24. A. Antalova. Bull. Astron. Inst. Czech., **12**, N 3, 1961.
25. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс., **23**, 212, 1960.
26. G. Hale, F. Ellerman, S. Nicolson a. A. Joy. Astrophys. J., **49**, 153, 1919.
27. T. Cowling. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **106**, N 3, 218, 1946.
28. А. Б. Северный. Астрон. ж., **36**, № 2, 208, 1959.
29. В. Е. Степанов, С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., **28**, 194, 1962.
30. См. Т. Каулинг. В сб. «Солнце», под ред. Койпера. ИЛ, 1957, стр. 460—471.
31. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **28**, 166, 1962.
32. А. Б. Северный, В. П. Шабанский. Изв. Крымской астрофиз. обс., **25**, 88, 1961.
33. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., **27**, 110, 1962.
34. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс., **19**, 105, 1958.
35. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **19**, 3, 1958.
36. R. Michard, Z. Mouradian et M. Semel. Ann. astrophys., **24**, N 1, 1961.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

СВЕЧЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЛИНИЙ ВО ВСПЫШКАХ

Н. Н. Степанян

По спектрам хромосферных вспышек, полученным на спектрографе БСТ с эшеле, рассмотрена картина развития вспышки во времени.

Найдено, что в первой фазе развития наблюдается свечение водорода, гелия и некоторых сильных линий металлов. Для большинства же других металлических линий максимум свечения наступает с некоторым запозданием и происходит на меньшей высоте, чем свечение водорода. Свечение линий редких земель достигает максимума еще позднее.

Такую картину можно объяснить распространением ударной волны из области начала вспышки и возбуждением хромосферы за ее фронтом.

Кроме того, делается попытка объяснить различный вид эмиссии вспышки в линиях ионизованного и неионизованного железа.

METALLIC LINE EMISSION IN FLARES, by *N. N. Stepanyan.*— The development of flares with time has been studied using spectrograms of chromospheric flares obtained with the echelett spectrograph of the solar tower telescope.

It was found that emission of hydrogen, helium and some intense metallic lines is observed at the first phase of development. Most of the other metallic lines show a time-lag in the commencement of emission, which takes place at a lower height than that of hydrogen. The lines of the rare-earths attain maximum still later.

The described development can be explained by the propagation of a shock wave from the region of flare commencement and the excitation of the chromosphere behind the shock front.

An attempt is made to explain the different forms of flare emission in ionized and non-ionized iron lines.

В спектрах хромосферных вспышек можно наблюдать большое число эмиссионных линий. Причем характер и вид их очень различны. Наблюдаются линии, требующие для своего возбуждения самых разных условий.

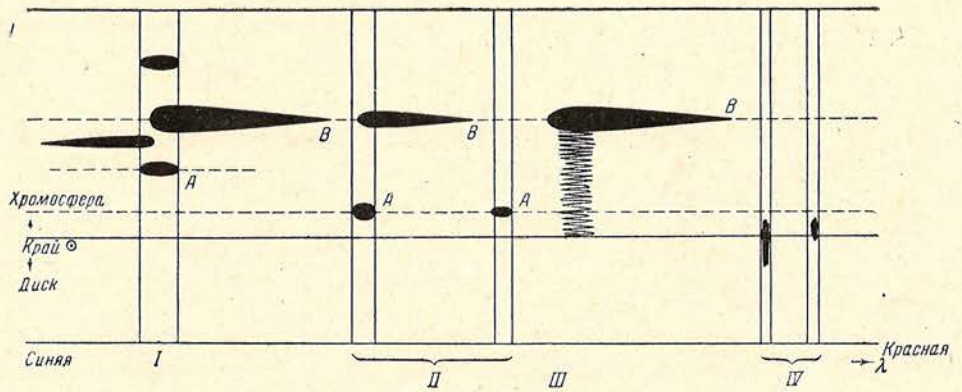
Нами предпринята попытка связать отдельные факты наблюдений, касающиеся в основном свечения металлических линий, в единую спектроскопическую картину развития вспышек.

Задача осложняется трудностью наблюдения развития вспышки во времени, особенно в ее предмаксимальной фазе. Из всего обширного материала, полученного на Башенном солнечном телескопе (БСТ), мы смогли отобрать для обработки всего две-три более или менее полные серии наблюдений вспышек, да и то ни одна из них не захватывает максимума вспышки в водородных линиях. Так что нам пришлось использовать и отдельные разрозненные наблюдения вспышек.

Опишем сначала рассматриваемый нами спектроскопический материал.

25.VII 1959 г. на спектрографе БСТ с эшеле [1] был получен спектр хромосферной вспышки на лимбе. В лучах H_α на коронографе вспышка была видна в виде яркого выступа над краем, который несколько раз разгорался. В спектре видно до 500 эмиссионных линий. По характеру свечения их можно разбить на несколько групп, схематически представленных на фиг. 1.

К группе I относятся в основном водородные линии, а также некоторые сильные линии металлов. Они характеризуются наличием четырех узлов, наиболее яркие из которых узел *A* (см. фиг. 1), не обладающий лучевыми скоростями, и выброс в красную сторону *B*. Все узлы четко отделены один от другого.



Фиг. 1. Вид линий в спектре вспышки 25.VII 1959 г. (схематическое изображение)

К группе *II* относятся почти все металлические линии. Более слабые из них имеют только ядро *A*, а более яркие — и выброс *B*.

Группу *III* составляют гелиевые линии. В них не видно никакой структуры и ядер, линия очень размыта и достигает наибольшей яркости в месте выброса *B*.

Четвертая группа — хромосферные линии. Свечение их не достигает высоты, на которой расположено ядро *A*. Часть этих линий светится и на диске, а часть — только на краю. К этой группе относятся линии редких земель, Ti, Co, Y, Zr, V, Cr, CN, Sc, несколько линий Fe^+ и Fe и многие неотождествленные линии солнечного спектра.

В таблице приводится список линий, наблюденных в спектре этой вспышки. В столбцах помещены следующие данные: 1) № по порядку, 2) λ по каталогу Роуланда [2], 3 и 4) элемент и интенсивность в фотосфере по тому же каталогу, 5) № группы, к которой относится данная линия по характеру свечения во вспышке (см. выше).

Список линий охватывает область волн от 3630 до 6562 Å с пропусками λλ4872—4918, 4960—5010, 5035—5100, 5430—5500, 5540—5730 Å. В работе [1] дан список эмиссионных линий вспышки на диске 17.IX 1959 г. в области спектра 3209—6162 Å. В перекрывающейся с нашими наблюдениями области длин волн авторы [1] наблюдали 260 линий, на нашем же спектре видно 480 линий. Такое различие происходит в основном за счет хромосферных линий, отнесенных нами к группе IV. Эти линии во вспышке на диске не видны.

Часть наблюденных линий была обработана. Фотометрический разрез проводился через узел *A*. Были определены эквивалентные ширины линий *W*, полуширины Δλ и центральные интенсивности $I_ц$. *W* и $I_ц$ определялись сначала в единицах интенсивности ореола около узла, а затем пересчитывались в единицы интенсивности центра диска (сначала интенсивность ореола выражалась через наблюдаемую интенсивность края диска на расстоянии $\rho=0{,}95$, а затем пересчитывалась по потемнению диска от центра к краю в данной спектральной области к центру диска). Эта процедура может вносить существенные ошибки, так как плотность края диска на спектрограмме очень велика, а плотность ореола мала. Кроме того, место с $\rho=0{,}95$ определяется не очень точно, а на этом расстоянии от центра диска интенсивность сильно меняется с ρ. Эти причины приводят к тому, что полученные нами *W* и $I_ц$ можно рассматри-

Список линий

№ п/п	λ	Элемент	$I_{фот}$	№ группы	№ п/п	λ	Элемент	$I_{фот}$	№ группы
1	6562,816	H	40	1	55	5316,622	Fe^+	4	2
2	6516,094	Fe^+	2	4	56	5293,172	Nd^+	—1	4
3	6496,916	Ba^+	4	2	57	5284,114	Fe^+	1	4
4	6495,001	Fe	8	2	58	5276,001	Fe^+	3	2,4
5	6462,758	Fe	3	4	59	5274,240	Ce^+	—1	4
6	6456,396	Fe^+	3	4	60	5270,390	Fe	4	2
7	6450,347	Co	0	4	61	5269,552	Fe	8d	2
8	6439,090	Ca	8	2	62	5264,810	Fe^+	0	4
9	6432,690	Fe^+	1	4	63	5259,846	Pr^+		4
10	6430,863	Fe	5	2	64	5256,934	Fe^+	—1	4
11	6416,935	Fe^+	1	4	65	5249,587	Nd^+	—3	4
12	6400,328	Fe	2	2	66	5234,632	Fe^+	2	2
13	6400,018	Fe	8	2	67	5232,954	Fe	7	2
14	6393,620	Fe	7	2	68	5227,194	Fe	5d	2
15	6371,362	Si^+—Fe	INd?	4	69	5226,547	Ti^+	2	2
16	6369,479	Fe^+	O	4	70	5216,285	Fe	3	2
17	6347,104	Si^+	2N	4	71	5208,434	Cr	5	2
18	6318,036	Fe	6	2	72	5206,046	Cr	5	2
19	6315,425		—1	4	73	5204,515	Cr	5	2
20	6280,628	Fe	3d	2	74	5202,351	Fe	4	2
21	6265,148	Fe	5	2	75	5197,578	Fe^+	2	4
22	6254,253	Fe	5	2	76	5188,700	Ti^+	2	2
23	6252,572	Fe	7	2	77	5187,456	Ce^+	—2	4
24	6247,569	Fe^+	2	4	78	5183,621	Mg	30	2
25	6238,396	Fe^+	2	4	79	5174,037		—2	4
26	6230,742	Fe—V	8	2	80	5172,700	Mg	20	2
27	6163,426	Ni	2	4	81	5171,612	Fe	6	2
28	6162,185	Ca	15	2	82	5169,052	Fe	4	
29	6151,591	Fe	9	2	83	5168,910	Fe	7	2
30	6149,255	Fe^+	2	4	84	5167,330	Mg	15	2
31	6147,749	Fe^+	2	4	85	5167,510	Fe	5	2
32	6141,733	Ba^+—Fe	7	2	86	5150,854	Fe	4	2
33	6137,709	Fe	7	2	87	5139,475	Fe	4	2
34	6136,631	Fe	8	2	88	5139,263	Fe	4	2
35	6132,231	Ca	10	2	89	5130,590	Nd^+	—2	4
36	6065,499	Fe	7	2	90	5123,010	La^+	—2	4
37	5991,383		2	4	91	5112,291	Zr^+	—2	4
38	5895,944	Na	20	1	92	5110,410	Fe	5d	2
39	5889,977	Na	30	1	93	5107,653	Fe	4	2
40	5875,989	He		3	94	5107,459	Fe	4	2
41	5534,849	Fe^+	2	4	95	5031,026	Sc^+	3	2
42	5425,261	Fe^+	1	4	96	5018,452	Fe^+	4	2
43	5405,787	Fe	6	2	97	5015,675	He		3
44	5397,143	Fe	7d	2	98	5014,5			4
45	5371,503	Fe	7	2	99	5012,077	Fe	4	2
46	5362,871	Fe^+	3	4	100	4957,615	Fe	8	2
47	5353,518	Co—Ce^+	0	4	101	4957,309	Fe	5	2
48	5352,051	Co	1	4	102	4934,040	Ba^+	3	
49	5351,075	Ti	—1	4		4934,103		4	2
50	5341,035	Fe—Mn	7	2	103	4923,932	Fe^+	5	2
51	5328,544	Fe	4	2	104	4921,93	He		3
52	5328,053	Fe	8	2	105	4920,965	La^+	0	4
53	5325,562	Fe^+	2	4	106	4920,516	Fe	10	2
54	5324,193	Fe	7	2	107	4919,873	Ti	—1	4

(продолжение)

№ п/п	λ	Элемент	$I_{фот}$	№ группы	№ п/п	λ	Элемент	$I_{фот}$	№ группы
108	4919,000	Fe	6	2	161	4476,091	Fe	3	2
109	4871,937		1	4	162	4472,934	Fe^+	0	4
110	4861,344	H	30	1	163	4471,688	He		3
111	4854,875	Y^+Fe	1	4	164	4468,502	Ti^+	5	2
112	4825,485	Ti	—2	4	165	4467,337	Sa^+	—1	4
113	4824,144	Cr^+—Fe	3	2	166	4461,662	Fe	4	2
114	4731,475	Fe^+	4	4	167	4460,227	Ce^+	0	4
115	4713,14	He		3	168	4459,037	Ni	2	4
116	4703,005	Mg	10	2	169	4454,795	Zr^+Ca	5	2
117	4684,602	Cr Ce^+	0	4	170	4450,493	Ti^+	2	2
118	4682,353	Y^+Co	1	4	171	4449,346	Ce^+	—1	4
119	4666,756	Fe^+	1	4	172	4447,730	Fe	6	2
120	4656,983	Fe^+	1	4	173	4446,405	Nd^+	—1	4
121	4655,462	La^+?	2d?	4	174	4444,701	Ce^+	—1	4
122	4629,344	Ti^+Fe^+Co	6	4	175	4443,814	Ti^+	5	2
123	4628,162	Ce^+	0	4	176	4442,351	Fe	6	2
124	4620,522	Fe^+	1	4	177	4434,969	Ca	5	2
125	4619,899	La^+	—3	4	178	4427,319	Fe	5	2
126	4607,513		2N	4	179	4424,371	Sa^+	—1	4
127	4607,220	V	—3	4	180	4418,788	Ce^+	—1N	4
128	4592,533	Ni	2	4	181	4417,725	Ti^+	3	2
129	4586,380	V	1	2	182	4416,829	Fe^+	2	2
130	4583,841	Fe^+	4	2	183	4415,137	Fe	8	2
131	4582,835	Fe^+	1	4	184	4408,800	Pr^+	—1N	4
132	4581,523	Fe	4	4	185	4404,763	Fe	10	2
133	4578,562	Ca	3	2	186	4399,780	Ti^+	3	2
134	4578,050	Mn	—1d?	4	187	4398,021	Y^+	1	2
135	4576,342	Fe^+	2	2	188	4395,042	Ti^+	3	2
136	4572,287	Ce^+	—1	4	189	4391,667	Ce^+	0	4
137	4571,982	Ti^+	6	2	190	4385,389	Fe^+	2	2
138	4571,104	Mg	5	2	191	4384,319		1	4
139	4569,618	Cr	0	4	192	4383,559	Fe	15	2
140	4563,768	Ti^+	4	2	193	4382,169	Ce^+	—1	4
141	4562,371	Ce^+	0	4	194	4375,946	Fe	6	2
142	4555,894	Fe^+	3	2	195	4374,946	Mn Co Y^+	2	2
143	4555,298		—1N	4	196	4369,408	Fe^+	1	4
144	4554,038	Ba^+	8	2	197	4364,67	Ce^+La^+	—1	4
145	4549,476	Fe^+	2	2	198	4351,769	Cr Fe^+CH	5	2
146	4542,620	Cr	0	4	199	4340,477	H	2ON	1
147	4541,525	Fe^+Cr	2	2	200	4337,927	Ti^+	4	2
148	4533,973	Ti^+Co	0	2	201	4333,766	La^+	1N	4
149	4528,629	Fe	8	2	202	4325,777	Fe	8	2
150	4522,640	Fe^+	3	2	203	4320,751	Sc^+Ce^+	3	2
151	4522,375	La^+	—1	4	204	4314,979	Ti^+	3	2
152	4520,231	Fe^+	3	2	205	4314,320	Ti	1	4
153	4515,345	Fe^+	3	2	206	4314,222		1	4
154	4508,293	Fe^+	4	2	207	4314,093	Sc^+CH?	3	2
155	4501,280	Ti^+	5	2	208	4312,877	Ti^+CH?	3	2
156	4496,975	Zr^+	0	4	209	4307,914	Fe^+Ti^+	6	2
157	4494,575	Fe^+	6	2	210	4303,428		1N	4
158	4491,410	Fe^+	2	2	211	4303,181	Fe^+	2	2
159	4489,189	Fe^+	2	2	212	4302,541	Ca	4	2
160	4482,276	Fe	3	2	213	4301,929	Ti^+	2	2

(продолжение)

№ п./п.	λ	Элемент	$I_{фот}$	№ группы	№ п/п	λ	Элемент	$I_{фот}$	№ группы
214	4300,055	Ti^+	3	2	263	4143,77	He		3
215	4299,252	TiFe	4	2	264	4143,418	Fe	4	2
216	4296,580	Fe^+	3	4	265	4143,305	Ti Pr^+	—1	4
217	4296,078	Ce^+La^+	ON	4	266	4137,659	Ce^+	1	4
218	4294,147	Ti^+Fe	5	2	267	4135,297	Nd^+	0d?	4
219	4290,25			4	268	4132,069	Fe	10	2
220	4289,731	Cr	5	2	269	4130,659	Ba^+	2	4
221	4282,413	Fe	5	2	270	4130,454	Gd?	0	4
222	4274,808	Cr	4d	2	271	4129,732	Eu^+	1	4
223	4274,598	Ti	2	4	272	4128,904	Rh	—1N	4
224	4273,334	Ti Fe^+	3N	2	273	4128,311	Y	—1	4
225	4271,776	Fe	15	2	274	4128,101	V	6d	2
226	4271,166	Fe	6	2	275	4127,379	Ce^+	—1	4
227	4260,488	Fe	10	2	276	4124,788	Ce^+	0	4
228	4258,168	Fe^+	1N	4	277	4123,880	Ce^+	—1	4
229	4254,348	Cr	8	2	278	4123,236	La^+	1	4
230	4250,779	Fe	8	2	279	4122,667	Fe^+	1	4
231	4250,132	Fe	8	2	280	4118,156	Ce^+	0	4
232	4246,838	Sc^+	5	2	281	4117,263	?	—1	4
233	4235,951	Fe	8	2	282	4115,382	Ce^+	—1N	4
234	4233,171	Fe^+	4	2	283	4109,457	Nd^+	1	4
235	4226,742	Ca	20	2	284	4101,750	H	40N	1
236	4222,610	Ce^+	0	4	285	4099,056		0	4
237	4216,193	Fe	3d	2	286	4086,715	La^+	1	4
238	4215,545	CN Sr^+	5d	2	287	4077,726	Sr^+	8	2
239	4209,364	Cr	0	4	288	4077,349	La^+Y	1Nd?	4
240	4202,042	Fe	8	2	289	4075,708	Ce^+	0	4
241	4201,245	Ce^+	—1	4	290	4073,488	Ce^+	0	4
242	4199,107	Fe	5	2	291	4073,138		0	4
243	4198,246	Fe	6	2	292	4072,903		—1d?	4
244	4193,278	CN Ce^+	—1	4	293	4071,751	Fe	15	2
245	4193,119	Ce^+	—1d?	4	294	4063,607	Fe	20	2
246	4191,439	Fe	6	2	295	4062,644	Cu	0	4
247	4190,900	Co	—1d?	4	296	4045,827	Fe	30	2
248	4187,787	Fe	6	2	297	4043,692	Cr	0	4
	4187,863		5		298	4042,909	Sa^+La^+	0	4
249	4187,049	Fe	6	2	299	4042,597	Ce^+	0	4
250	4181,766	Fe	5	2	300	4041,075		—1	4
251	4181,084		—1	4	301	4040,792	Ce^+ — — Nd^+Co	1d?	4
252	4178,863	Fe^+	3	2	302	4037,304	Cr	—1	4
253	4177,613	Fe	3	4	303	4034,494	Mn	6d	2
	4177,705	?	1		304	4033,077	Mn	7d	2
254	4174,082	Ti^+	0	4	305	4031,718	La^+	2	4
255	4173,466	Fe^+	3	2	306	4031,345	Ce^+	0	4
256	4166,856	CN Ce^+	—1d	4	307	4030,731	Mn	4	2
257	4165,601	Ce^+	2	4		4030,800	Mn	5	3
258	4161,240	Zr^+	2	4	308	4026,19	He		
259	4156,080	?	0	4	309	4023,688	Sc	2	4
260	4153,065	Cr	—1	4	310	4023,018	Nd^+	0	4
261	4149,204	CN	2	4	311	4021,346	Nd^+	0	4
262	4143,880	Fe	15	2	312	4020,400	Sc	1	4

(продолжение)

№ п/п	λ	Элемент	$I_{фот}$	№ группы	№ п/п	λ	Элемент	$I_{фот}$	№ группы
313	4017,777	Ti	0	4	364	3900,226	Nd^+	0	4
314	4012,390	Ce^+Ti^+	4	4	365	3899,721	Fe	8	2
315	4005,256	Fe	7	2	366	3898,514	Ti	0	4
316	3999,249	Ce^+	0	2	367	3896,250	Er^+	—1	4
317	3997,403	Fe	4	2	368	3895,669	Fe	7	2
318	3995,753	La^+	1Nd?	4	369	3889,051	H_8		1
319	3993,834	Ce^+	—1	4	370	3887,892	Nd^+	—1	4
320	3989,450	Ce^+	—1N	4	371	3887,061	Fe	7	2
321	3988,517	La^+	0	4	372	3886,296	Fe—La^+	15	2
322	3983,670		—1	4	373	3878,681	Fe	2	2
323	3980.884	Ce^+	—1	4	374	3878,029	Fe CN	8	2
324	3974,172	Fe^+	1	4	375	3876,312	CN	0	4
325	3973,280	Fe—Nd^+	0	4	376	3874,195	CN	0	4
326	3970,078	H	5N	1	377	3872,512	Fe	6	2
327	3969,407	Eu^+	0N	4	378	3865,535	Fe	7	2
328	3968,494	Ca^+	700	1	379	3859,924	Fe	20	2
329	3964,73	He		3	380	3858,305	Ni	7	2
330	3961,537	Al	20	2	381	3856,383	Fe	8	2
331	3958,872	Rh?	—2	4	382	3856,028	Si^+	1	2
332	3958,221	Zr^+Ti	5	2	383	3850,962	Co	4	4
333	3944,018	Al	15	2	384	3850,828	Fe	0	2
334	3942,748	Ce^+	0	4	385	3849,979	Fe	10	2
335	3942,157	Ce^+	1	4	386	3841,060	Fe—Mn	10	2
336	3941,184	Cr?	1	4	387	3840,449	Fe—CN	8	2
337	3940,673		0	4	388	3838,998	V	0	4
338	3940,360	Ce^+	0d?	4	389	3838,304	Mg	25	2
339	3938,300		2	4	390	3836,771	Zr^+	1	4
340	3936,772	Mn	0d	4	391	3835,386	H_9		1
341	3934.521		0N	4	392	3834,574	CN Ce^+	0	4
342	3933,684	Ca^+	100	1	393	3834,235	Fe	10	2
343	3931,590		1N	4	394	3832,312	Mg	15	2
344	3930,891	Cr^+Fe	1	4	395	3830,492	?	0	4
345	3930,310	Fe	8	2	396	3829,367	Mg	10	2
346	3929,225	Fe La^+	2	4	397	3827,834	Fe	8	2
347	3927,935	Fe	8	2	398	3825,893	Fe	20	2
348	3927,131	Nd	0	4	399	3824,928	?	1	4
349	3925,016		—1	4	400	3824,454	Fe	6	2
350	3923,504	Sc^+	0	4	401	3823,820	CN	0	4
351	3922,925	Fe	12d	2	402	3821,730	CN	1N	4
352	3920,271	Fe	10	2	403	3821,188	Fe	4	2
353	3918,897		0	4	404	3820,438	Fe	25	2
354	3916,069	La^+	0Nd	4	405	3819,60	He—		3
355	3914,514	Ni	1	2	406	3819,065	CN	1Nd?	4
356	3913,472	Ti^+	5d?	2	407	3817,845	CN Cr V	0	4
357	3912,424	Ce^+?	0	4	408	3817,384	CN	0	4
358	3911,182	Ti Nd^+	0	4	409	3816,470	Co	1	4
359	3907,166	Eu^+	0Nd	4	410	3815,853	Fe	15	2
360	3906,492	Fe	10	2	411	3814,523	CN—Fe	4	
361	3905,534	Si	12	2		3814,598	CN Ti^+	3	2
362	3902,958	CrFe—Mo	10	2	412	3812,964	Fe	5	2
363	3900,543	Ti^+Fe	5	2	413	3811,382	CN Ti	0	4

(окончание)

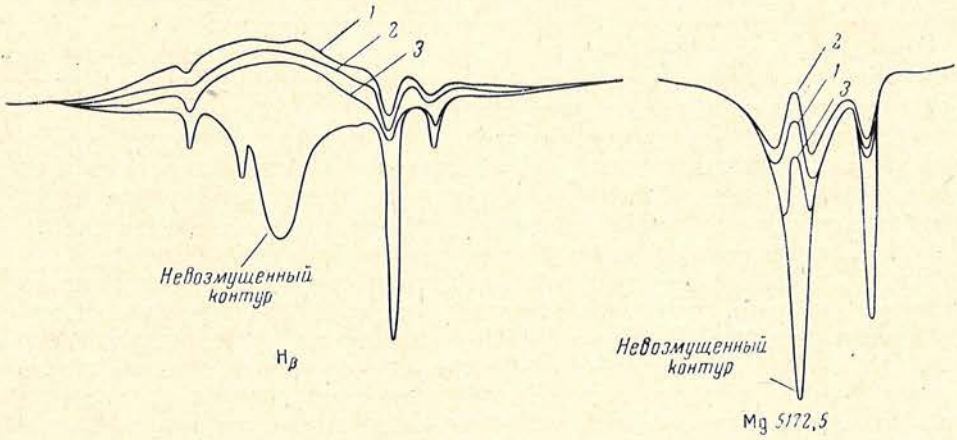
№ п/п	λ	Элемент	$I_{фот}$	№ группы	№ п/п	λ	Элемент	$I_{фот}$	№ группы
414	3810,296			4	451	3745,912	Fe	6	2
415	3810,036			4	452	3745,576	Fe	8	2
416	3809,923			4	453	3743,370	Fe	6	2
417	3809,757			4	454	3741,647	Ti^+	4	2
418	3809,694			4	455	3740,466	CN	—3	4
419	3799,560	Fe	7	2	456	3739,00	Fe—Ti	—1	4
420	3798,523	Fe	6	2	457	3738,760	V	—1	4
	3798,650	CN	0		458	3738,141	Zr^+	—2	4
421	3797,91	H_{10}		1	459	3737,143	Fe	30	2
422	3797,524	Fe	5	2	460	3736,919	Ca^+	5	2
423	3795,014	Fe	8	2	461	3734,876	Fe	40	2
424	3794,775	La^+	1	4	462	3734,37	H_{13}		1
425	3794,420	CN	0	4	463	3733,332	Fe	7d	2
426	3792,567	CN	0	4	464	3731,729		—1	4
427	3791,382	Cr	1	4	465	3729,526		—1	4
428	3790,835	La^+—CN	1	4	466	3728,404	Ce^+	—1	4
429	3790,100	Fe	5	2	467	3737,636	Fe	4	2
430	3788,441	CN	0	4	468	3722,590	Ti^+Fe	6	2
431	3788,147	CN	0	4	469	3721,494	H_{14}		1
432	3787,893	Fe	9	2	470	3719,949	Fe	40	2
433	3786,844		—1	4	471	3712,06	H_{15}		1
434	3785,318	CN	0	4	472	3710,293	Y^+	3	4
435	3784,254		0	4	473	3709,257	Fe	8	2
436	3783,351		2	4	474	3707,827	Fe	5d	2
437	3775,580	Ni	2	4	475	3706,038	Ce^+Mn	6d	2
438	3774,34	Y^+	3	4	476	3705,578	Fe	9	2
439	3770,64	H_{11}		1	477	3703,86	H_{16}		1
440	3769,415	Fe	2	2	478	3697,16	H_{17}		1
441	3768,338	Y^+	3	4	479	3691,56	H_{18}		1
442	3767,206	Fe	8	2	480	3686,84	H_{19}		1
443	3763,805	Fe	10	2	481	3685,197	Ti^+	10d	2
444	3761,322	Ti^+	7	2	482	3682,81	H_{20}		1
445	3759,301	Ti^+	12	2	483	3679,924	Fe	9	2
446	3758,318	CN	0	2	484	3671,277	Zr^+	0	4
	3758,247	Fe	15		485	3647,852	Fe	12	2
447	3757,686	Ti^+—Cr	4	2	486	3641,336	Ti^+	4	2
448	3750,16	H_{12}		1	487	3631,476	Fe	15	2
449	3749,497	Fe	20	2	488	3630,779	Ca Sc^+	3	2
450	3748,273	Fe	10	2					

вать скорее как относительные величины, а не как абсолютные. При определении $\Delta\lambda$ не учитывался инструментальный контур спектрографа, так что для слабых линий ($\Delta\lambda < 0{,}1$ Å) полуширина в значительной степени определяется инструментом.

По числу наблюдаемых водородных линий было определено n_e. В области выброса B и узла A в водородных линиях наблюдается H_{20}, в области же узла A на высоте свечения металлических линий видны только H_{17} и H_{18} (очень неуверенно), причем ниже узла опять видна H_{20}. По формуле $\lg n_e = 23{,}26 - 7{,}5 \lg n$, где n — номер последней наблюдаемой линии серии Бальмера, получаем, что в первом случае $n_e = 3 \cdot 10^{13}$, а во втором $7-10 \cdot 10^{13}$. То, что мы не видим более высоких членов серии

Бальмера, нельзя объяснить недодержкой спектра или какими-то другими фотографическими эффектами. В этой области спектра наблюдается большое число эмиссионных линий металлов, которые в обычном хромосферном спектре гораздо слабее, чем водородные линии.

Полученные n_e хорошо согласуются с определениями других авторов, например [3].



Фиг. 2. Запись на микрофотометре МФ-4 трех последовательных моментов вспышки (Hβ и Mg 5172,5)

По этой спектрограмме были определены высоты свечения вспышки в разных линиях. Фотометрические разрезы проводились поперек дисперсии. Были определены положения выброса *B*, ядра *A* и его размер. Результаты измерений следующие. Выброс *B* находится на высоте 12 000 *км* над лимбом, узел *A* в линиях H и Ca^+ и некоторых других сильных линиях — на высоте 7000 *км*, в линиях же большинства других металлов (группа *II*) — на высоте 2500 *км* с небольшим разбросом точек в пределах измерений. По величине же узла поперек дисперсии линии группы *II* резко делятся на две части. Рассмотрим только линии нейтрального и ионизованного железа. В линиях Fe величина узла вспышки 4700 *км* ± 150 *км* на Солнце. В линиях же Fe^+, имеющих ярко выраженный узел *A*, 6400 ± 190 *км*. Многие линии Fe^+ относятся к группе *IV* и имеют слабо выраженное ядро или совсем его не имеют.

Возникает вопрос, не является ли это различие в размерах узла результатом различной интенсивности линий. Никакой зависимости между эквивалентной шириной (или $l_ц$ и $\Delta\lambda$) и размером узла вспышки в этих линиях не обнаружено. Были проверены зависимости величины узла от потенциала возбуждения линии и от вероятности перехода. Потенциалы возбуждения для верхних уровней линий Fe, в которых узел вспышки имеет величину 4700 *км*, заключены между 3,20 и 4,40 *эв*. Потенциалы же для линий Fe^+ — от 4,80 до 5,60 *эв*. Более размытые линии имеют меньшую вероятность перехода, чем менее размытые.

Таким образом, получается, что линии более легко возбудимые (нейтральный атом, меньший потенциал возбуждения и большая вероятность перехода) возбуждены во вспышке в меньшей области, только в центральной части узла.

На второй обработанной нами серии пластинок последовательно снимался спектр одного и того же места вспышки с интервалом в несколько минут. Частичная обработка этой вспышки приведена в [4]. На первой из пластинок этой серии линии металлов слабы, линии же водорода имеют максимальную интенсивность и широкие крылья. На всех последующих пластинках яркость водородных линий спадает, яркость

же металлических линий сначала возрастает, а потом начинает падать. Это видно на фиг. 2, где дан пример записей на микрофотометре МФ-4 линии H_β и Mg 5172,5 Å. Записи с трех пластинок, снятых последовательно (моменты *1*, *2* и *3*), совмещены по далеким невозмущенным участкам непрерывного спектра, имеющим на всех пластинках одинаковую интенсивность.

Как говорилось в [5], линии редких земель достигают максимума свечения еще позднее, чем другие металлические линии.

Визуальный просмотр пластинок со спектрами вспышек на лимбе также дает возможность выяснить некоторые закономерности в характере свечения линий разных элементов.

В спектрах вспышек, имеющих эмиссию водорода с большими крыльями и ярко выраженной структурой ядер (что чаще всего относится к начальной стадии развития вспышки), как правило, в линиях гелия структура такая же, как и в линиях водорода, линии металлов слабы. Если же крылья в водородных линиях малы, но структура все же четко выражена, в линиях гелия чаще всего эта структура плохо выражена и площадь вспышки вдоль линии больше, чем в водородных линиях той же интенсивности. То, что линии He светятся на фоне непрерывного спектра, а линии водорода — на фоне линий поглощения, может создать ложное впечатление о размерах вспышки поперек дисперсии из-за разного контраста. Этот эффект исключен, так как было фотометрически обработано несколько пластинок такого рода. В этих спектрах линии металлов заметно ярче.

Из всех этих наблюдений вырисовывается следующая картина развития вспышки.

Вспышка начинается на какой-то высоте в хромосфере. Линии водорода имеют очень широкие крылья. Во всех наблюдаемых линиях (H, He, наиболее сильные линии металлов) вспышка состоит из отдельных узлов с разными лучевыми скоростями. Затем свечение распространяется вниз, к фотосфере, начинают более ярко светиться линии металлов, достигая максимума свечения на несколько минут позднее, чем водород, и в более низких слоях хромосферы. Причем свечение нейтральных металлов захватывает меньшую область, чем ионизованных. Затем возбуждение распространяется и на нижнюю хромосферу, достигают максимума яркости линии редких земель, светятся и другие хромосферные линии, обычно наблюдаемые только во время затмения.

Рассмотрим, какие должны быть условия для такого протекания вспышки. Не будем говорить о первой фазе развития вспышки, который, например, рассматривается в [6]. Для нас существенно только, что на какой-то высоте в хромосфере происходит сильное сжатие и разогрев газа. По определениям многих авторов n_e на периферии этой области $\sim 10^{13}$ и $T^e \sim 1{,}5 - 2 \cdot 10^4$. В этой области могут светиться линии наиболее распространенных элементов или те, для которых условия возбуждения наиболее благоприятны. Теоретические расчеты возбуждения водорода и гелия в условиях вспышки проведены в работах [3, 7—9]. Расчеты для Na и Ca^+ [10] показывают, что наиболее сильные линии этих элементов также могут светиться при $n_e = 10^{13}$ и $T_e \approx 2 \cdot 10^4$. Для субординатных линий Ca^+ с более высоким потенциалом возбуждения (например, λ 3707 и 3737 Å) требуются более высокие плотности и температуры.

Из этой зоны повышенной плотности и температуры может распространяться ударная волна. Рассмотрим ее распространение вниз, к фотосфере, в область с повышающейся плотностью на примере вспышки 25.VII 1959 г., описанной выше.

Грубо будем считать, что область первоначального свечения водорода, гелия, H и K Ca^+ находится на высоте 8000 *км*. Для свечения

большинства металлических линий плотность $n_e = 10^{13}$ недостаточна. На высоте 2500 *км*, где наблюдается свечение металлических линий, в узле вспышки плотность по нашим определениям 10^{14} (по последней видимой линии серии Бальмера). Эта плотность, по-видимому, достаточна для того, чтобы достигло максимума свечение большинства металлических линий и в то же время ослабло свечение водорода и других сильных линий из-за понижения температуры. Иллюстрируем это на примере теоретических расчетов для линий Ca^+ [10].

В рассматриваемой нами вспышке линии H и K Ca^+ (переход $4p—4s$) светятся на той же высоте, что и линии водорода, а в линиях λλ 3737 и 3707 (переход $5s—4p$) свечение наблюдается ниже, там же, где и у большинства металлических линий. По данным [10] при переходе от точки с $T_e = 2 \cdot 10^4$ и $n_e = 10^{13}$ к точке с $T_e = 1{,}5 \cdot 10^4$ и $n_e = 2 \cdot 10^{13}$ отношение n_{4p}/n_{4s}, определяющее свечение в H и K Ca^+, уменьшается, а n_{5s}/n_{4p}, определяющее свечение в линиях λλ 3707 и 3737 Å, увеличивается. С дальнейшим же уменьшением $T_e n_{5s}/n_{4p}$ уменьшается.

Скорость распространения волны можно подсчитать.

Максимум свечения вспышки в линиях металлов наступает на несколько минут (1—3 *мин*) позднее, чем в линиях водорода, и на 5000—7000 *км* ниже. Отсюда средняя скорость распространения волны 30—100 *км/сек* или, грубо, 100 *км/сек*. Скорость эта должна сильно меняться с высотой из-за потери энергии волны на излучение. Такая же примерно скорость распространения фронта эмиссионного выброса при вспышке получена в [11].

При дальнейшем движении волны вниз начинают светиться линии редких земель и другие хромосферные линии, наблюдаемые во время затмений на низких высотах. Максимум в линиях редких земель наступает через несколько минут после максимума в металлических линиях.

Наблюдаемый во второй стадии развития вспышки спектр является в основном хромосферным спектром, с той только разницей, что в спокойной хромосфере его можно наблюдать на более низких высотах.

Чтобы проверить это положение, было проведено сравнение интенсивностей линий в хромосфере (по затменным наблюдениям Митчелла [12] и Мензела [13]) с интенсивностями во вспышках (по нашим измерениям для вспышек 25.VIII 1959 г. и 11.X 1960 г.).

Сравнение проводилось следующим образом.

Находились отношения интенсивностей линий во вспышке к интенсивностям в хромосфере ($W_{всп}/I_{хр}$). После этого строился график, по оси абсцисс которого откладывались высоты образований линий в хромосфере, а по оси ординат $W_{всп}/I_{хр}$. Для вспышки 15.VII 1959 г. такой график представляет собой прямую линию с некоторым подъемом у высоты 700—1000 *км*. Но, кроме того, для нескольких линий точки сильно отскакивают вверх. Это линии водорода, натрия, магния и мультиплет 42 Fe^+. Причем это не наиболее яркие линии спектра, так что разница систем определения $W_{всп}$ и $I_{хр}$ здесь не сказывается. (Первые члены серии Бальмера, H и K Ca^+ не сравнивались, так как они в спектре вспышки передержаны и для них не определялись $W_{всп}$).

Для вспышки 17.IX 1959 г. у нас есть измерения большого числа линий для четырех последовательных моментов развития вспышки на нисходящей ветви ее развития. Для первой пластинки этой серии было проведено такое же сравнение, как и для вспышки 25.VII 1959 г. Получившийся график явно указывает на то, что линии, образующиеся на высоте 2000—3000 *км*, во вспышке относительно ярче, чем в хромосфере. Для проверки был построен график $I_{хр}$ в зависимости от высоты образования. Этот график представляет собой прямую.

Затем было выбрано 15 линий, образующихся на разных высотах, и для них были построены четыре графика $W_{всп}/I_{хр}$ для каждого из

наблюденных моментов. На первой из полученных кривых отклонение от прямой на высоте 2000 *км* довольно существенное, затем оно постепенно уменьшается и для последнего момента кривая не отличается от прямой.

Такую картину можно интерпретировать, как то, что на высоте 2000—3000 *км* хромосфера в первый момент наблюдения вспышки была возбуждена сильнее, чем на других высотах, а затем это возбуждение постепенно спало, или выравнялось на всех высотах.

Рассмотрим теперь вопрос о том, почему в линиях ионизованного железа вспышка по нашим измерениям занимает бо́льшую площадь, чем в линиях нейтрального железа. Так как температура от области вспышки к хромосфере меняется меньше, чем плотность, то можно грубо считать, что области, в которых светится Fe (внутренняя область) и Fe^+ (вся область вспышки), сильно отличаются по плотности и слабо по температуре. Предположение равновесного излучения и подсчет по формулам Саха и Больцмана изменения отношения $n_{Fe^+,\,5эв}/n_{Fe,\,4эв}$ при сильном изменении n_e и слабом изменении T_e не может дать наблюдаемой картины ($n_{Fe^+,\,5\,эв}$ — число атомов Fe^+, имеющих потенциал возбуждения 5 *эв*; $n_{Fe,\,4\,эв}$ — число атомов нейтрального Fe, имеющих потенциал возбуждения 4 *эв*). Точно рассчитать картину возбуждения железа во вспышке мы не можем, так как неизвестны сечения возбуждения железа электронным ударом и другими механизмами. Поэтому ограничимся аналогией с Ca^+, для которого есть решения уравнений стационарности в условиях вспышки. По вычислениям, проведенным в [10], при изменении T_e от $8\cdot10^3$ до $2\cdot10^4$ и n_e от 10^{11} до $2\cdot10^{13}$ населенности следующих уровней меняются так:

n_{4s}	увеличивается в	1,5	раза,
n_{3d}	»	10	раз
n_{4p}	»	10^2	»
n_{5s}	»	10^5	»,
n^{++}	»	10^2	», (n^{++} — число дважды ионизованных атомов Ca в 1 $см^3$)

Т. е. для уровней с высоким потенциалом ионизации ($\chi_{5s} = 5{,}17$ *эв*, $\chi_{4p} \approx 3$ *эв*, $\chi_{3d} \approx 1{,}7$ *эв*) увеличение числа атомов больше, чем рост ионизации. Если предположить, что в области вспышки в центре $n_e = 2\cdot10^{13}$ и $T_e = 2\cdot10^4$, а на периферии $n_e = 10^{12}$ и $T_e = 1{,}5\cdot10^4$, то при таких условиях изменение n_{5s} от центра области к краю будет 10^2, а n^{++} меняется всего в 4 раза, т. е. линия, начинающаяся с уровня 5*s*, светилась бы практически только в центре области, а линии дважды ионизованного Ca — во всей области. Если механизм возбуждения Fe аналогичен возбуждению Ca^+, то такая же картина может наблюдаться и в линии Fe. Но, конечно, надо помнить, что это всего лишь грубая аналогия.

Резюмируем кратко основные результаты нашей работы.

Из наблюдений найдены следующие закономерности в развитии вспышек и сделана попытка их объяснения.

1. Линии разных элементов последовательно достигают максимума свечения во вспышках: сначала водород, гелий и наиболее сильные линии металлов, затем, через несколько минут, большинство других металлических линий и после этого линии редких земель. Причем высоты свечения этих линий различны. Максимум свечения водорода наблюдается на большей высоте в хромосфере, чем максимум у редких земель.

Это можно объяснить распространением ударной волны из области начала вспышки в сторону фотосферы. За фронтом этой волны при достижении достаточной плотности возбуждается свечение хромосферных линий. Сравнение свечения вспышек и хромосферы подтверждает это.

2. Вспышка в линиях гелия в первый момент повторяет структуру водородных линий, но затем грани между узлами вспышки в линиях He стираются и He светится в большей области, чем водород.

3. По наблюдениям вспышки на лимбе область свечения вспышки в линиях Fe^+ больше области свечения в линиях Fe, что может быть при возбуждении свечения в линиях металлов электронным ударом.

Таким образом, явление хромосферной вспышки, наблюдаемой спектроскопически, не является каким-то единым процессом. Все наблюдаемые многочисленные линии в спектре вспышки принадлежат разным областям хромосферы и начинают светиться в разное время. Только водородные, гелиевые и немногие металлические линии принадлежат «собственно» вспышке, т. е. возбуждаются там, где происходит большое выделение энергии, где начинается вспышка. Большинство же слабых линий вспышки возбуждаются затем в хромосфере при распространении ударной волны. Причем, в том случае, когда мы почти не наблюдаем металлических линий во вспышке, по-видимому, эта волна быстро затухает и плотность за фронтом ее не достигает величины, при которой может наблюдаться свечение металлических линий.

В заключение приношу благодарность Е. И. Лимаренко за большую помощь в обработке спектроскопического материала.

15 мая 1962 г.

Литература

1. А. Б. Северный, Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Астрон. ж., **37**, вып. **1**, 23, 1960.
2. Revision of Rowland preliminary table of Solar spectrum wave-lengths, Washington, 1928.
3. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **19**, 72, 1958.
4. Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 41, 1961.
5. Н. Н. Степанян Изв. Крымской астрофиз. обс., **22**, 56, 1960.
6. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **20**, 22, 1958.
7. В. М. Соболев. Изв. ГАО, № 158, 3, 1958.
8. Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обс., **27**, 120, 1962.
9. R. G. Athey, H. R. Johnson. Astrophys. J., **131**, 413, 1960.
10. Н. Н. Степанян, В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обс., **28**, 230, 1962.
11. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., **23**, 331, 1960.
12. S. A. Mitchell. Astrophys., J. **71**, 1, 1930.
13. D. Menzel. Lick Observ. Publ.. **17**, 1, 1930.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШКАХ

Б. М. Владимирский, А. Б. Северный

Оценены выходы термоядерных реакций и ядерных расщеплений ядер группы кислорода протонами (табл. 1) во вспышке. Дейтерий сгорает, а Li, Be, и B накапливаются в результате вспышечной активности в солнечной атмосфере. Углеродный цикл и энергетически и в смысле выхода γ-квантов даст ничтожные эффекты (табл. 2).

NUCLEAR PROCESSES IN CHROMOSPHERIC FLARES, by *B. M. Vladimirsky, A. B. Severny.*— The output of thermonuclear reactions and nuclear fission of nuclei of the oxygen group by protons (table 1) in a flare is estimated. As a result of flare activity in the solar atmosphere deuterium burns-up and Li, Be and B accumulate. The effect of the carbon cycle as regards to energy production and output of γ-quanta is found to be negligible (tabl. 2).

1. Если в хромосферных вспышках происходит нагрев до термоядерных температур и ускорение инжектированных частиц вплоть до релятивистских энергий [1], то вспышечная активность Солнца может приводить к изменению содержания в солнечной атмосфере некоторых химических элементов. С одной стороны, возможно выгорание таких элементов, как D, Li, Be, B, с другой,— их образование благодаря весьма разнообразным ядерным процессам, происходящим под действием ускоренных частиц.

Ниже оцениваются выходы некоторых реакций, могущих влиять на содержание D, Li. и Be.

2. Дейтерий. Согласно [1], на каждый кубический сантиметр сильной вспышки сгорает $\sim 10^4$ ядер дейтерия. Примем, что таких вспышек в среднем по циклу за год ~ 10, так что в год выгорает $10^4 \cdot 10 = 10^5$ *ядер* $\cdot$ *см*$^{-3}$. Если бы вспышка охватывала все Солнце, то при концентрации [2] $5 \cdot 10^{-5}\, n_{\text{H}} = 5 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{14} = 5 \cdot 10^9$ *ядер* $\cdot$ *см*^{3} весь дейтерий был бы израсходован за $\frac{5 \cdot 10^9}{10^5} = 5 \cdot 10^4$ лет. Однако каждая большая вспышка занимает не более 10^{-3} поверхности Солнца и, следовательно, дейтерия выгорает в 10^3 раз меньше, т. е. $\sim 10^2$ *ядер* $\cdot$ *см*$^{-3} \cdot$ *год*$^{-1}$ (если вспышка соизмерима по глубине со слоем, для которого оценена средняя концентрация [2]). Таким образом, весь дейтерий был бы израсходован за $5 \cdot 10^7$ лет. Примерно такой же результат может быть получен, если исходить из наблюдаемого числа частиц солнечной компоненты космических лучей (к. л.), испущенных во время сильных вспышек, а также учитывая малые эффекты от вспышек балла 2 [3]. По-видимому, процессы, приводящие к образованию ядер дейтерия, являются гораздо менее мощными. Основными из известных процессов такого рода являются захват нейтронов водородом (n, γ) и образование дейтонов в результате ядерных расщеплений ядер группы кислорода протонами с энергией $\sim 10^8$ *эв*.

Практически все образовавшиеся нейтроны захватываются водородом. В самом деле, время захвата $T_c = \frac{1}{\sigma n v} \approx 6^s$, тогда как время распада $T_d \approx 10^{3s}$, так что доля захваченных нейтронов близка к единице: $k = \frac{1/T_c}{1/T_d - 1/T_c} \approx 1$.

Нейтроны успевают замедлиться (от начальной энергии несколько *Мэв*) и быть захваченными до того, как они покинут область вспышки («длина замедления» $\sim 10^7$ *см*). По этой причине сгорание дейтерия

$$D + D \rightarrow \begin{cases} He^3 + n \\ T + p \end{cases}$$

идет фактически лишь по второму каналу реакции. Что касается восстановления дейтерия за счет ускоренных от этой реакции протонов, то, как нетрудно убедиться, оно не имеет места. В самом деле, оценим длину пробега протона — ускоренного продукта DD-реакции, — связанного с потерей энергии на электронах плазмы (ионизационные потери). Потери энергии

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n_H}{E} \ln \Lambda,$$

где $\Lambda = \frac{4E}{V_0(1-\beta^2)}$, E — энергия протонов, V_0 — потенциал ионизации водорода, n_H — плотность плазмы (в $см^{-3}$).

Если принять энергию протона ~ 5 *Мэв* (выше этой энергии возможны реакции (p, n) на ядрах группы кислорода), то длина пробега

$$L = \frac{E}{dE/dx} = \frac{E^2}{2\pi e^4 n_H \ln \Lambda} \approx \frac{2 \cdot 10^{25}}{n_H}.$$

Сечение ядерного взаимодействия σ реакции (p, n)

$$\sigma \approx \sigma_{geom} = 0{,}06\, A^{2/3} \text{ барн}$$

для энергий выше пороговых. Сечение σ не более 0,5 *барн* и длина пробега для ядерного взаимодействия

$$l = \frac{1}{n\sigma} = \frac{2 \cdot 10^{27}}{n_H},$$

считая, что общая концентрация ядер групп кислорода $\sim 10^{-3}\, n_H$. Таким образом, вероятность реакции на пути L будет

$$p = 1 - e^{-L/l} \approx \frac{L}{l} = 1\%,$$

т. е. практически все протоны теряют энергию прежде, чем они дадут нейтрон, вступив в реакцию (p, n). Следовательно, необходимо обратиться к поискам независимых источников нейтронов.

Рассмотрим в связи с этим реакции (p, α), идущие при температуре $3{,}5 \cdot 10^7$ °K на легких ядрах. α-частицы — продукты этих реакций — могут являться источником нейтронов благодаря реакциям типа (α, n). Как показывает оценка, наибольшим выходом обладает реакция Be^9 (p, α) Li^6. Из табл. 1 (см. ниже) следует, что число таких реакций во вспышке $1{,}5 \cdot 10^{-7}$ $см^{-3} \cdot сек^{-1}$. Это дает за время вспышки $\sim 10^3$ *сек* не более

$$1{,}5 \cdot 10^{-7} \cdot 10^3 = 1{,}5 \cdot 10^{-4}\ \alpha\text{-частиц} \cdot см^{-3},$$

что явно недостаточно, даже если все α-частицы превратятся в нейтроны. Все остальные реакции (p, α) (см. табл. 1) дают еще меньший выход.

Таблица 1

Реакция	S_0	A	B	τ	p	$n_x/n_н$	P, $см^{-3} \cdot сек^{-1}$
$Li^6(p, \alpha)He^3$	$5 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^{12}$	84,1	25,72	$6{,}1 \cdot 10^{-10}$	$1{,}4 \cdot 10^{-12}$	$8{,}6 \cdot 10^{-8}$
$Li^7(p, \alpha)He^4$	$1 \cdot 10^5$	$1{,}2 \cdot 10^{11}$	84,7	25,90	$1{,}0 \cdot 10^{-11}$	$9{,}5 \cdot 10^{-12}$	$9{,}5 \cdot 10^{-9}$
$Be^9(p,d)2\alpha$ } $Be^9(p,\alpha)Li^6$ }	$3 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^{13}$	103,6	31,68	$7{,}7 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$1{,}5 \cdot 10^{-7}$
$N^{15}(p,\alpha)C^{12}$	$1 \cdot 10^8$	$1{,}7 \cdot 10^{14}$	153,1	46,82	$1{,}2 \cdot 10^{-17}$	$9{,}4 \cdot 10^{-5}$	$4{,}1 \cdot 10^{-11}$
$O^{17}(p,\alpha)N^{14}$	$2 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^{11}$	167,0	51,07	$3{,}0 \cdot 10^{-22}$	$9{,}1 \cdot 10^{-4}$	$1{,}1 \cdot 10^{-14}$
$O^{18}(p,\alpha)N^{15}$	$1 \cdot 10^8$	$1{,}5 \cdot 10^{14}$	167,0	51,07	$1{,}5 \cdot 10^{-19}$	$9{,}1 \cdot 10^{-4}$	$2{,}7 \cdot 10^{-11}$
$F^{19}(p,\alpha)O^{16}$	$1 \cdot 10^9$	$1{,}5 \cdot 10^{15}$	181,0	55,35	$2{,}1 \cdot 10^{-20}$	$9{,}1 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-14}$

Примечание. $B = 42{,}5\,(\overline{A} Z_1^2 Z_2^2)^{1/3}$; $A = 434\, S_0 B^2 (A \overline{A} Z_1 Z_2)^{-1}$; P — скорость реакции.

В последнее время появились данные [4, 5] о наличии в солнечной компоненте к. л. α-частиц и трития, а также ядер C, N, O [6, 7]. Наличие T^3 и He^4 может быть связано с механизмом ускорения от DD-реакций, предложенного в [1]. Присутствие ядер C, N, O, однако, дает основание сделать предположение о существовании еще одного ускорительного механизма, например типа, рассмотренного в [8]. Ядра C, N, O будут подвергаться расщеплению на протонах хромосферной плазмы, что могло бы служить еще одним независимым источником нейтронов. Если считать, что концентрация ядер этой группы во вспышке такая же, как в солнечных к. л. у Земли, т. е. $\sim 10^{-3}$ по отношению к протонам, ~ 10 $см^{-3}$ в районе вспышки, источник нейтронов оказывается опять-таки не эффективным, хотя при каждом расщеплении и образуется примерно около трех нейтронов (при энергиях ядер в несколько сотен *Мэв*), давая в лучшем случае 30—40 *дейтонов* $\cdot$ $см^{-3}$.

Содержание дейтонов в галактической компоненте к. л. неизвестно. Тем не менее легко видеть, что этот источник также не может обеспечить воспроизводства D. Если даже предположить, что поток дейтонов такой же, как поток протонов, то общее количество дейтерия, попадающее в солнечную атмосферу (допуская, что дейтоны будут замедляться не расщепляясь)

$$I_{к.л.} \approx 3 \cdot 10^7 \ см^{-2} \cdot год^{-1},$$

интенсивность к. л. принята ~ 1 $см^{-2} \cdot сек^{-1}$. На столб единичного сечения сгорает $\sim 10^{10}$ *ядер* $\cdot$ $год^{-1}$. Выход реакции

$$p + p \rightarrow D + \pi^+,$$

очевидно, не может превышать этой же величины $3 \cdot 10^7$ $см^{-2} \cdot год^{-1}$.

Упомянем вкратце еще один возможный источник быстрых протонов — это возможные радиационные пояса на Солнце*. Гидромагнитные колебания бесстолкновительной плазмы в радиационном поясе Земли приводят к тому, что протоны с энергиями порядка нескольких *эв* ускоряются до энергий порядка нескольких *Мэв* [9]. По аналогии с земным радиационным поясом можно ожидать, что в таком поясе число протонов высокой энергии $\sim 10^{-3}$ $см^{-3}$. Время жизни таких прото-

* На эту возможность обратил наше внимание В. П. Шабанский.

нов (определяемое ионизационными потерями) $\tau \approx 10^7$ *сек*, поэтому если на Солнце характерный размер пояса $L \sim 10^{10}$ *см*, то поток протонов высокой энергии у «полярных концов» пояса будет $\sim \frac{nL}{\tau} \approx 1$ *см*$^{-2} \cdot$ *сек*$^{-1}$. Однако только одна из ста таких частиц (см. выше) приведет к ядерному расщеплению с образованием нейтрона (например, реакция $C^{12}(p, n)N^{12}$ и т. п.). Полное же восстановление D требует, чтобы эта или подобная реакция шла со скоростью

$$P = \frac{5 \cdot 10^9}{1{,}5 \cdot 10^{15}\ сек} \approx 3 \cdot 10^{-6}\ сек^{-1}.$$

Так как $P \approx 1{,}5 \cdot 10^{-18}\, n_p\, n_H$ (считая сечение реакции $\sim 0{,}5$ *барн*), где n_p — плотность протонов высокой энергии, а n_H — плотность атомов водорода, получим, что поток протонов, обеспечивающий полное восстановление дейтерия, должен соответствовать плотности

$$n_p \geqslant \frac{3 \cdot 10^{-6}}{1{,}5 \cdot 10^{-18} n_H} = \frac{2 \cdot 10^{12}}{n_H}.$$

Но так как площадь, занятая поясами, вероятно, не более 10^{-3} поверхности Солнца, эту плотность нужно увеличить в $\sim 10^3$ раз и считать $\geqslant 20$ *см*$^{-3}$ (при $n_H \approx 10^{14}$ *см*$^{-3}$). Таким образом, радиационные пояса должны были бы давать в $2 \cdot 10^6$ раз больше быстрых протонов, чем это разумно предположить (учитывая ионизационные потери).

3. Литий, бериллий. Для числа термоядерных реакций на атом в единице объема в секунду мы имеем

$$P = 434 \rho X S_0 (\bar{A} A Z_1 Z_2)^{-1} \tau^2 e^{-\tau},$$

$$\tau = 42{,}5\, [(Z_1 Z_2)^2 \bar{A}]^{1/3} T^{-1/3}.$$

Здесь T — температура в млн. градусов; S_0 — константа, выраженная в *эв* $\cdot$ *барн*; ρ — плотность; X — весовая концентрация бомбардирующих ядер; $\bar{A} = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$ — приведенная масса в атомных единицах; Z_1 и Z_2 — заряды ядер. Написанное соотношение пригодно для реакций, протекающих нерезонансным образом.

Значение параметра S_0 для всех реакций, перечисленных в табл. 1, взято из [10]; плотность всюду принята $n_H = 10^{14}$, а температура, как и в [1], $3{,}5 \cdot 10^7$ °K. Сведения об обилии элементов в солнечной атмосфере взяты из [11]. Для изотопа Li^6 взят результат Гринстейна [12], для остальных изотопов азота, кислорода и т. д. брались земные распространенности.

Как видно, для реакций Li^6 (p, α) He^3 и Li^7 (p, α) He^4 получаются весьма малые выходы (причем первая реакция идет быстрее). Время выгорания Li^7, оцениваемое так же, как и в случае дейтерия,

$$\frac{9 \cdot 10^{-12} n_H}{10^{-3} \cdot 10^{-8} \cdot 10^4} \approx 10^{10}\ лет.$$

Однако, как было уже давно отмечено [13], Li может образоваться под действием ускоренных частиц при расщеплении ядер групп кислорода. Оценим возможное число образующихся ядер Li во вспышке в следующих предельных предположениях: концентрация ускоренных частиц во вспышке $\sim 10^4$ *см*$^{-3}$, ускоренные частицы имеют степенной энергетический спектр, так что бо́льшая их часть обладает энергией $\lesssim 10^8$ *эв*. Большинство частиц, не покидая области ускорения, замедляется благодаря ионизационным потерям.

Сечение образования изотопов Li в реакциях типа (C, N, O) $+ p \to$ $\to$ Li + (нуклоны, ядерные осколки) согласно [14] составляет около 20 *мбарн*. Общая концентрация ядер C, N, O по отношению к водороду $1{,}5 \cdot 10^{-3}$ [11]. Вероятность ядерного соударения с образованием $Li^{6,7}$ на один протон

$$p = \frac{\lambda_{\text{ион}} \sigma (\text{Li})}{\lambda_p \sigma (p)} \cdot 1{,}5 \cdot 10^{-3} \approx 6 \cdot 10^{-5},$$

где $\lambda_{\text{ион}}$ — ионизационный пробег протона в водороде принят ~ 3 *г·см*$^{-2}$, λ — пробег ядерного взаимодействия протон — протон ~ 72 *г·см*$^{-2}$. При концентрации 10^4 *см*$^{-3}$ это даст $\sim 0{,}6$ ядер лития· ·*см*$^{-3}$, что намного больше того, что сгорает. Полученная оценка, естественно, близка к верхнему пределу. Скорость сгорания Be^9 несколько выше, чем Li: $\sim 1{,}5 \cdot 10^{-7}$ *сек*. Полученная оценка относится к двум реакциям, идущим примерно с одинаковой вероятностью

$$Be^9 (p,d) 2\alpha \text{ и } Be^9 (p,\alpha) Li^6.$$

Интересно, что продуктом сгорания бериллия является литий: Be^9 превращается в Li^6. Хотя, по-видимому, сечение образования Be^9 при ядерных расщеплениях несколько меньше, чем лития (см. [14]), возможно на фактор 2—3, он также должен накапливаться в результате вспышечной активности. Be^9 вряд ли может накапливаться быстрее, чем Li, и поэтому его большая распространенность в солнечной атмосфере с этой точки зрения непонятна.

4. Углеродный цикл во вспышке. Оценим возможное число реакций углеродного цикла во вспышке:

$$C^{12} (p,\gamma) N^{13} (N^{13} (\beta^+,\nu) C^{13}); \; C^{13} (p,\gamma) N^{14};$$

$$N^{14} (p,\gamma) O^{15} (O^{15} (\beta^+,\nu) N^{15}); \; N^{15} (p,\alpha) C^{12}.$$

Результаты оценки скоростей реакций, исходя из [15], при $T = 3 \cdot$ $\cdot 10^7$ °К суммированы в табл. 2

Таблица 2

Реакция	S_0	τ	$P/n_H n_x$	Реакция	S_0	τ	$P/n_H n_x$
$C^{12}(p, \gamma)N^{15}$	1,2	44,4	$1{,}4 \cdot 10^{-35}$	$N^{14}(p, \gamma)O^{15}$	33	49,5	$3{,}0 \cdot 10^{-36}$
$C^{13}(p, \gamma)N^{14}$	6,1	44,5	$7{,}1 \cdot 10^{-35}$	$N^{15}(p, \alpha)C^{12}$	$1{,}1 \cdot 10^5$	49,5	$1{,}0 \cdot 10^{-32}$

Учитывая, что самой медленной реакцией является первая, получим, что число циклов не более

$$P \approx 1{,}4 \cdot 10^{-35} n_H n_c \approx 7 \cdot 10^{-39} n_H^2 \approx 7 \cdot 10^{-11} \text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Во всей вспышке за 10^3 *сек* происходит не более $\sim 10^{21}$ реакций, и энергетический выход от цикла и выход γ-квантов совершенно ничтожны.

4. Резюмируем изложенное. Вспышечная активность может серьезным образом влиять на содержание легких элементов в солнечной атмосфере. Если принять, что после образования солнечной системы содержание дейтерия в атмосфере Солнца было таким же, как на Земле и в метеоритах, $\sim 1{,}5 \cdot 10^{-4}$, то не исключено, что понижение обилия до $2 \div 5 \cdot 10^{-5}$ связано со вспышечной активностью. Li, Be и B, несомненно, накапливаются в результате вспышечной активности. Скорости их сгорания во вспышках совершенно ничтожны по сравнению с эффективной генерацией при ядерных расщеплениях.

Следует специально подчеркнуть, что выше рассматривались только ядерные процессы. Вопросы, связанные с диффузией (подток снизу) и аккрецией, не затрагиваются.

22 мая 1962 г.

Литература

1. А. Б. Северный, В. П. Шабанский. Изв. Крымской астрофиз. обс., **25**, 88, 1961.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **16**, 12, 1956.
3. Л. И. Дорман, Е. В. Коломеец. Геомагнетизм и аэрономия, **1**, 500, 1961.
4. S. Biswas, P. S. Freier, W. Stein. J. Geophys. Res., **67**, 13, 1962.
5. E. L. Fireman, J. De Felice, D. Tilles. Phys. Rev., **123**, 1935, 1961.
6. H. Yagoda, R. Filz, K. Fukui. Phys. Rev. Lett., **6**, 626, 1961.
7. C. E. Fichtel, D. E. Guss. Phys. Rev. Lett., **6**, 495, 1961.
8. А. А. Корчак, С. И. Сыроватский. Докл. АН СССР, **122**, 792, 1958.
9. В. П. Шабанский. Частное сообщение.
10. A. G. W. Cameron. Stellar evolution, nuclear astrophysics and nucleogenesis. Chack River, 1957.
11. L. Goldberg, E. Müller, L. H. Aller. Astrophys. J. Suppl., **5**, N 45, 1960.
12. J. L. Greenstein, R. S. Richardson. Astrophys. J., **113**, 536, 1951.
13. И. С. Шкловский. Докл. АН СССР, **105**, 931, 1955.
14. О. В. Ложкин, Н. А. Перфилов, А. А. Римский-Корсаков и Дж. Фремлин. ЖЭТФ, **38**, 1388, 1960.
15. В. А. Фаулер. Ядерные процессы в звездах. М., 1957.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ СВЕЧЕНИЯ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК

Э. Е. Дубов

Показано, что выделения энергии за счет ионизационных потерь быстрых частиц, образующихся на Солнце, достаточно для объяснения излучения вспышки и что во время установления баланса энергии во вспышке должен происходить разогрев газа. На основе имеющихся представлений о спектре быстрых частиц вычисляется зависимость ионизационных потерь энергии быстрыми частицами от времени и показано, что эта зависимость совместима с фотометрическими кривыми для вспышек, построенными по излучению в H_α. Получено также, что увеличение свечения во время вспышек в линиях H_α и L_α должно наблюдаться не одновременно.

ON THE POSSIBLE MECHANISM OF CHROMOSPHERIC FLARE EMISSION, by *E. E. Dubov.*— It is shown that energy production due to ionization losses of fast particles, originating on the sun, is sufficient to explain flare emission and that heating of the gas should take place during the relaxation time of energy balance in the flare. The dependence of ionization energy losses of fast particles on time is computed on the basis of existing conceptions on the spectra of fast particles. It is shown that this dependence is in agreement with the photometric curves in H_α obtained for flares. It has also been found that the emission increase in the H_α and L_α lines during flares should not be observed simultaneously.

I. Исходные данные

Известно, что многие хромосферные вспышки сопровождаются увеличением интенсивности космических лучей на Земле. Часто говорится об испускании Солнцем частиц с энергиями порядка 10^8—10^{10} *эв* [1—10]. Различные исследователи сходятся на том, что для больших вспышек число генерируемых частиц большой энергии составляет величину порядка 10^{33}. Относительно энергии частиц в среднем, по-видимому, можно говорить о величине в 10^9 *эв*. Такой вывод можно, например, сделать из сравнения [7], [8] и [9].

Вопрос о возможных механизмах ускорения частиц на Солнце во время больших хромосферных вспышек рассматривался А. Б. Северным [11], Дорманом [7] и особенно подробно рассмотрен А. Б. Северным и В. П. Шабанским [12]. Из теоретического рассмотрения механизма ускорения частиц на Солнце в этой работе получено, что на Солнце во время вспышек в 1 *см*^{3} их объема ускоряется до 10^4 частиц. Энергия их может достигать величины 10 *Бэв*. С. И. Гопасюк [13] из чисто энергетических соображений получил, что во вспышке должно ускоряться $3 \cdot 10^{34}$ частиц, если считать, что их энергия в среднем равна 10^9 *эв*. Предполагая, что объем вспышки составляет $3 \cdot 10^{27}$ *см*^{3} и что число частиц равно 10^{33}, получим, что в 1 *см*^{3} объема вспышки содержится $3 \cdot 10^5$ частиц.

Данные о результатах спектроскопического изучения хромосферных вспышек взяты нами из [4—16]. Согласно этим данным, в 1 $см^3$ области вспышки содержится 10^7 атомов водорода на втором уровне и $2{,}3 \cdot 10^6$ атомов водорода на третьем уровне. Общая плотность во вспышках по данным разных работ различна. Мы остановились на величине в $5 \cdot 10^{12}$ атомов в 1 $см^3$ (10^{-11} $г/см^3$). Эта величина несколько превышает обычное значение для хромосферы на высоте порядка 2000 *км* над ее основанием. При расчетах мы принимаем, что хромосфера целиком состоит из водорода. Яркость непрерывного спектра вблизи линии H_α для центра солнечного диска порядка $4 \cdot 10^6$ $эрг/см^2 \cdot сек$ на ангстрем. Только вспышки балла 2+ и 3 вызывают заметные увеличения интенсивности космических лучей. Площадь их, согласно [17], можно считать равной 1000 миллионных долей диска Солнца. Это составляет $3 \cdot 10^{19}$ $см^2$. Если считать, что толщина вспышки равна 10^8 *см*, то ее объем получится равным $3 \cdot 10^{27}$ $см^3$. Космические лучи приходят на Землю с запаздыванием, величина которого меняется от 20—30 минут до нескольких часов. Можно думать, что часть этого запаздывания связана с задержкой быстрых частиц на Солнце благодаря действию магнитных полей. В самом деле, радиус жирации частиц с энергией 10^9 *эв* уже в небольшом магнитном поле с напряженностью 100 *гс* будет менее километра, так как $r = \frac{cp}{eH}$. Отсюда следует, что если импульс частицы не совпадает по направлению с магнитным полем, то частица будет двигаться по спирали. Конфигурация магнитных полей в районе вспышки может быть такова, что выход частиц из окрестностей Солнца сильно задержится. Мы предполагаем, что время задержки быстрых частиц в хромосфере Солнца равно времени существования вспышки и составляет 10^3 *сек*. Далее показано, что протоны больших энергий могут быть полностью ответственны за те явления, которые наблюдаются оптически в линиях водорода. Впервые эта возможность рассматривалась А. Б. Северным [16].

II. Потери энергии частицами

В этом разделе проводятся первоначальные ориентировочные расчеты, для которых в качестве первого приближения принято, что в каждом кубическом сантиметре объема вспышки содержится 10^5 частиц с энергиями в 10^9 *эв*.

Двигаясь в хромосфере, быстрые частицы взаимодействуют с атомами окружающего газа, что приводит к уменьшению их энергии. Потери энергии частично связаны с тормозным излучением быстрых частиц в электрическом поле ядер, частично происходят в результате упругих соударений и частью связаны с потерями на ионизацию и возбуждение окружающих атомов (ионизационные потери).

В настоящей работе мы не будем рассматривать потери на тормозное излучение, так как эта энергия выделяется в виде γ-квантов, которые почти не поглощаются в атмосфере Солнца и беспрепятственно выходят наружу.

В [18] и [19] приведены относительные вероятности столкновений различного типа для электронов, движущихся в водороде. Кроме того, известно, что при больших скоростях протоны ведут себя точно так же, как электроны, движущиеся с такой же скоростью [19]. Это распределение вероятностей соударений различного типа слабо зависит от энергии частиц. Грубо говоря, 10% ионизационных потерь энергии тратится на упругие соударения, 30% — на ионизацию и 60% — на возбуждение атомов, причем 40—45% идет на возбуждение второго уровня,

7% — на возбуждение третьего и 3% — на возбуждение четвертого уровня. В результате прохождения быстрого протона из-за ионизации атомов появляются вторичные электроны, тоже обладающие большими энергиями. Вероятность появления таких электронов обратно пропорциональна квадрату их энергии [20]. Эти электроны, в свою очередь, приводят к возбуждению и ионизации атомов. Процесс дробления энергии будет происходить до тех пор, пока энергия частиц не станет меньше энергии ионизации или не сравнится с тепловой энергией частиц газа [21]. Максимальная энергия вторичных электронов определяется из формулы

$$Q_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 M^2}{\left(m_e^2 + M^2 + \frac{2m_e M}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)(1-\beta^2)}, \tag{1}$$

где M — масса частиц. Считая, что энергия первичных протонов равна 10^9 *эв*, получим, что $Q_{\max} = 2{,}4 \cdot 10^6$ *эв*, что соответствует скорости электронов в $2{,}5 \cdot 10^{10}$ *см/сек*. Таким образом естественно объясняется возникновение релятивистских электронов, которые ответственны за наблюдаемое иногда непрерывное излучение вспышек (синхротронное излучение) [22].

Для определения величины ионизационных потерь мы воспользовались формулой, приведенной в [23]:

$$k = \frac{4Nz^2 \left(\frac{Z}{A}\right) \pi r_e^2 m_e c^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2) I(Z)} - \beta^2\right], \tag{2}$$

где k — величина потерь энергии на 1 *г/см*^{2}, N — число Авогадро, величины z, Z и A для быстрых протонов, движущихся в водороде, равны единице, r_e — классический радиус электрона, m_e — его масса, $I(Z)$ — средний «потенциал возбуждения и ионизации», принятый равным 13 *эв*. Нами проделаны расчеты для протонов со скоростью $u = 0{,}875c$, т. е. с энергией около 10^9 *эв*. Потери оказались равными $4{,}7 \cdot 10^6$ *эв* на 1 *г*. При плотности 10^{-11} *г/см*^{3} это составит $k' = k\,\rho \approx 10^6$ *эв* в 1 *сек* или около $1{,}5 \cdot 10^{-6}$ *эрг/сек*. Так как мы считаем, что в 1 *см*^{3} содержится 10^5 быстрых протонов, то общее выделение энергии за счет потерь быстрых частиц составит $E = 10^5 \cdot 1{,}5 \cdot 10^{-6} = 0{,}15$ *эрг/см*$^3 \cdot$ *сек*. За 1000 *сек* во всем объеме вспышки это даст $4{,}5 \cdot 10^{29}$ *эрг*, что соответствует полной энергии, излучаемой вспышками [10]. Выделение энергии в столбе сечением 1 *см*^{2} составляет $1{,}5 \cdot 10^7$ *эрг/см*$^2 \cdot$ *сек*.

Можно оценить число пар ионов, образуемых протоном такой энергии. Оно пропорционально затрате энергии на ионизационные потери, а коэффициент пропорциональности представляет собой средние затраты энергии на один акт ионизации. Коэффициент этот почти не зависит от рода вещества и примерно равен 30 *эв* [21, 24]. Следовательно, $dn_i = \frac{10^6 \cdot 10^5}{30} = 3{,}3 \cdot 10^9$ пар в 1 *см*^{3}*/сек*. Ионизационное равновесие устанавливается во вспышках очень быстро [25]. Число ионов в кубическом сантиметре можно определить из уравнения стационарности

$$dn_i = n_i n_e C(T). \tag{3}$$

Если считать $n_i = n_e$ и $C(T) = 4{,}0 \cdot 10^{-13}$ [26], то $n_i \approx 3{,}6 \cdot 10^{11}$ *см*$^{-3}$. Это соответствует ионизации $x = \frac{n_i}{n} \approx 0{,}07$. Сравнение этой величины с тем,

чего можно ожидать для хромосферы на этих высотах [27], показывает, что только за счет ионизации быстрыми частицами электронная плотность во вспышке может существенно превышать электронную плотность в окружающей хромосфере.

III. Излучение вспышки

Монохроматическую яркость вспышки в различных длинах волн можно вычислять по формуле [13]

$$I_{ik} = I_{\lambda_0}\overline{\Delta\lambda} = \frac{N_k}{N_i} \cdot \frac{2hc^2}{\lambda_0^5} \frac{g_i}{g_k} \int_0^\infty (1 - e^{-\tau_\lambda})\, d\lambda, \tag{4}$$

где N_k и N_i — числа атомов соответственно на верхнем и нижнем уровнях рассматриваемого перехода в 1 *см*^{3}, τ_λ — оптическая толща вспышки в данной длине волны. Для L_α, по подсчетам Северного [28], $\overline{\Delta\lambda} \approx 9{,}3 \cdot 10^{-8}$ *см*. Согласно данным, приведенным в [14] и [29], $I_{H_\alpha} = 7 \div 8 \cdot 10^6$ *эрг/см*^{2}*·сек·стер*. По формуле (4) получено, что $I_{L\alpha} = 2{,}1 \cdot 10^6$ *эрг/см*^{2}*·сек·стер*. По ракетным измерениям во время вспышек не отмечено заметного усиления излучения Солнца в L_α [30—31], по другим очень неуверенным измерениям получилось $\sim 10^7$ *эрг* [32]. Как видим, излучение в линиях H_α и L_α примерно одинаково. В лаймановском континууме тоже не может излучаться много энергии, так как для него, так же как и для L_α, очень много поглощающих атомов. Согласно данным [33], можно показать, что даже если основным механизмом свечения вспышки являются рекомбинации, то и тогда интенсивность линии H_α в несколько раз превосходит интенсивность бальмеровского континуума. Наблюдения также не показывают заметного бальмеровского континуума во вспышках. Следовательно, главную роль в уносе энергии играет излучение в L_α и H_α, которые сравнимы между собой и в сумме уносят примерно $1{,}5 \cdot 10^7$ *эрг/см*^{2}*·сек*. Как показано в разделе II, в столбце сечением в 1 *см*^{2} выделяется за счет ионизационных потерь $1{,}5 \cdot 10^7$ *эрг/см*^{2}*·сек*. Это хорошо соответствует тому, что должно уноситься с 1 *см*^{2} поверхности вспышки излучением в H_α и L_α. Поверхностная яркость вспышки в H_α получается немного больше яркости непрерывного спектра в окрестностях линии H_α, рассчитанной на 1 Å, равной $4 \cdot 10^6$ *эрг/см*^{2}*·сек*.

Рассчитаем количество квантов и общую энергию, уносимую излучением в H_α при рекомбинациях, следующих за пролетом быстрой частицы: в результате возбуждений 3-го уровня (считая, что все они в конечном счете дадут квант H_α) и в результате возбуждений высших уровней (считая, что половина возбуждений 4-го уровня и четверть всего числа возбуждений высших уровней водорода приводят к излучению квантов H_α). Учет излучения в остальных линиях серии Бальмера мало изменит полученные результаты. Мы можем только переоценить энергию, уносимую в линии H_α, если будем считать, что каждый акт ионизации приводит в конце концов к излучению одного кванта H_α. Из раздела II мы знаем общее количество выделяющейся за счет ионизационных потерь энергии ионизации и возбуждения, а также общее число пар ионов, образующихся в результате пролета быстрого протона. Оказывается, что в результате указанных процессов образуется всего около $5 \cdot 10^9$ квантов H_α или менее $2 \cdot 10^{-2}$ *эрг/см*^{3}*·сек*. Следовательно, излучение H_α, образующееся в результате ионизации и возбуждений

непосредственно при пролете быстрых частиц, не может унести всю энергию, выделяющуюся за счет ионизационных потерь, и температура области начинает расти. Таким образом, мы получили вполне естественный результат, что в начале вспышки температура и ионизация должны быстро расти, так как добавочное излучение в линии L_α вначале вообще не выходит из рассматриваемого объема (см. ниже). Этот рост должен продолжаться до тех пор, пока число атомов водорода на третьем уровне не достигнет наблюдаемой величины $n_3 = 3 \cdot 10^6$ *см*$^{-3}$, когда излучение в H_α сможет унести всю энергию, выделяющуюся в единице объема. Соответствующую температуру определим двумя способами: во-первых, предполагая, что распределение между первым и третьим уровнями дается формулой Больцмана, т. е. что

$$\frac{n_3}{n_1} = 9 \cdot e^{-\frac{12{,}01}{kT_e}} = \frac{3 \cdot 10^6}{5 \cdot 10^{12}},$$

откуда $T_e = 8500°$ К; во-вторых, допустим, что в результате отклонений от термодинамического равновесия имеет место перенаселенность первого уровня, приводящая к тому, что отношение n_3/n_1, даваемое формулой Больцмана, в 10 раз меньше, чем наблюдаемая величина n_3/n_1 [34]. Тогда получим, что $T_e = 10^4$ ° К. В дальнейшем будем считать, что T_e во вспышках равна $9 \cdot 10^3$ ° К. Ионизацию при такой температуре можно оценить по [35]. Она примерно равна 0,2. Эта величина больше значения ионизации, вызываемой пролетом быстрых частиц непосредственно. Последнее весьма существенно, так как для роста ионизации от величины, соответствующей 5000° К (хромосфера), до значения, соответствующего 10 000°К, необходимо более 20 *эрг* на каждый кубический сантиметр. Такая энергия выделяется только за $\frac{20}{0{,}15} \approx 130$ *сек*. Энергия расходуется также на увеличение кинетической энергии частиц газа — около 4 *эрг* на 1 *см*^{3}.

Итак, в результате воздействия быстрых частиц в области вспышки сначала растут температура и ионизация, которые достигают значений, близких к действительно наблюдаемым во вспышках.

После достижения равновесного (в смысле баланса энергии) состояния образующиеся излучения H_α и L_α в состоянии унести почти всю энергию, выделяемую при пролете быстрых частиц. Яркость вспышки в H_α будет при этом соответствовать наблюдаемой яркости. Излучение вспышки в других линиях уносит сравнительно малую часть энергии. Изменения в яркости (и унос энергии) начинаются, как мы уже отмечали, не сразу после появления добавочного излучения, а через время, близкое к среднему времени пребывания кванта в рассматриваемом объеме, которое по [36] оценивается как $\bar{t} = \bar{z}(t_1 + t_2)$, где $\bar{z}$ — среднее число рассеяний, а $t_1 + t_2$ — время между двумя последовательными моментами излучения кванта. В рассматриваемых нами условиях время, проводимое квантом в пути между двумя рассеяниями (t_2), очень мало́, по сравнению со временем, когда квант находится в поглощенном состоянии $t_1 = \frac{1}{A_{ik}} \cdot \bar{z} = \frac{\tau_0^2}{4}$, где $\tau_0 \approx L n_{ik} k$, τ_0 — оптическая толща, $k \approx 10^{-13}$, $L = 10^8$ *см*, следовательно, для H_α $\tau_0 = 10^{-5} \cdot 10^7 = 10^2$, для L_α $\tau_0 = 10^{-5} \cdot 5 \cdot 10^{12} = 5 \cdot 10^7$, $A_{12} = 4{,}7 \cdot 10^8$, $A_{23} = 4{,}4 \cdot 10^7$. Таким образом, для H_α

$$\bar{t} = \frac{10^4}{4 \cdot 4{,}4 \cdot 10^7} = 6{,}7 \cdot 10^{-5} \text{ сек},$$

для L_α

$$\bar{t} = \frac{25 \cdot 10^{14}}{4 \cdot 4{,}7 \cdot 10^{8}} = 1{,}3 \cdot 10^{6} \text{ сек.}$$

Согласно Остерброку [37], надо применять формулу $\bar{z} = 6 \cdot 10^{-6}\ \tau_0^2$, откуда $\bar{t} = 10^2$ *сек*. Однако Остерброк не учитывает процессов истинного поглощения, благодаря которым время от момента появления добавочного излучения до момента, когда оно будет наблюдаться нами, существенно увеличится. Поэтому увеличения излучения в линии L_α надо ожидать не тогда, когда появляется вспышка в H_α, а позже, причем запаздывание это, как показывает расчет, может достигать нескольких десятков минут. Аналогичный результат получен и в [38]. Это следует иметь в виду при попытках измерить излучение вспышки в L_α при помощи ракет и спутников. Кроме того, такое запаздывание приводит, конечно, и к размыванию во времени. Так что увеличение излучения в L_α может быть небольшим и более длительным, чем в H_α, особенно если и над вспышкой находятся слои газа с большой оптической толщей.

IV. Зависимость выделения энергии от времени

Приведенный в разделе I способ расчета выделения энергии в среде не учитывает особенностей распределения частиц по энергиям и изменения выделения энергии в рассматриваемом объеме со временем. Если пытаться проделать такой расчет с учетом энергетического спектра частиц, надо иметь в виду еще и то обстоятельство, что частиц малой энергии значительно больше, чем частиц с большими энергиями. Так, в [39] упоминается, что Ван Аллен при наблюдениях потока частиц от сильной вспышки получил 10^{36} частиц с энергиями больше 30 *Мэв*. Мы ограничимся энергиями частиц выше $5 \cdot 10^7$ *Мэв* и будем считать, что полная энергия всех частиц равна величине полной энергии, принятой нами при первоначальном предварительном расчете, и равна, следовательно, $10^{33} \cdot 10^9 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-12} = 1{,}6 \cdot 10^{30}$ *эрг*. Для дифференциального спектра частиц по энергиям принято, что $N(E) = \frac{A_\gamma}{E^\gamma}$, где $\gamma = 3$ [40, 41]. Так как при движении частиц к земле их спектр может измениться в сторону увеличения γ, то мы рассматриваем также и случай $\gamma = 2$. В расчетах принято, что происходит однократное кратковременное впрыскивание частиц в объем вспышки. В дальнейшем мы сможем отказаться от этого предположения. Рассчитаем, сколько энергии отдают все частицы в результате ионизационных потерь. Частица с энергией E теряет за 1 *сек* $k(E)\rho\beta c$ энергии, а все частицы теряют в первые мгновения

$$\frac{dQ}{dt} = \int_{5 \cdot 10^7}^{\infty} N(E) \frac{dE}{dt} dE.$$

Со временем спектр частиц меняется, поэтому надо принять, что N является функцией E и t. Из принятого нами выше условия получим, что для $\gamma = 3$ надо брать полное число частиц, равное $5 \cdot 10^{34}$, и $A_\gamma = A_3$ получается равным $1{,}6 \cdot 10^{26}$ (энергия выражается в эргах); для $\gamma = 2$ соответственно получается 10^{34} частиц и $A_2 = 8 \cdot 10^{29}$. Выделение энергии в среде в основном происходит за счет ионизационных потерь протонов с энергиями меньше 10^9 *эв*. Для таких частиц с достаточно ма-

лой ошибкой можно пользоваться нерелятивистским приближением, что сильно упрощает расчеты. Потери энергии $\frac{dE}{dt} = k\rho u$. В величину k входит, согласно формуле (2), множитель $\left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2) I(Z)} - \beta^2\right]$, который при изменении энергии частиц от 10^7 до 10^{10} *эв* изменяется от 6,7 до 14,8. Мы пренебрегаем таким небольшим изменением и полагаем этот множитель равным 10. Тогда $k = 0{,}31 \cdot 10^7 \beta^{-2}$ *эв* на 1 *г*. Отсюда $\frac{dE}{dt} = \frac{5{,}3 \cdot 10^4}{u} = \frac{4{,}7 \cdot 10^{-8}}{\sqrt{E}}$ *эрг/сек*. В некоторый момент t число частиц с энергией E будет $N_1(E, t)$, причем это как раз те частицы, которые в момент $t = 0$ обладали энергией x, т. е. $N_1(E, t)\,dE = N_1(x, t_0)\,dx = N(x)\,dx$, где x — величина, связанная с E соотношением

$$E(t) = x - \int K dt, \text{ где } K = \frac{B}{\sqrt{E}}.$$

После интегрирования получим

$$x = (Ct + E^{3/2})^{2/3}. \tag{5}$$

Начальное условие, очевидно, при $t = 0$, $x = E$, $B = 2/3C = 4{,}7 \cdot 10^{-8}$. Окончательно имеем

$$\int N[E(t)]\,K(E)\,dE = \int N(x)\,K(E)\,dx = \int \frac{A_\gamma}{x^\gamma} E(x)\,dx \tag{6}$$

и

$$\frac{dQ}{dt} = A_\gamma B \int_{x_0}^{\infty} \frac{dx}{x^\gamma (x^{2/3} - Ct)^{1/3}}, \tag{7}$$

где $\gamma = 2$ и 3, $x_0 = 5 \cdot 10^7$ *эв* $= 8 \cdot 10^{-5}$ *эрг*. Пределы интегрирования следует брать от x_0 до ∞, пока $E > 0$. Через время t_1, определяемое из соотношения $Ct_1 = x_1^{3/2}$ для частиц с начальными значениями энергии меньше x_1, $E(t_1)$ станет равной нулю и поэтому в выражении для выделения энергии dQ/dt интеграл надо брать не от x_0, а от x_1 до ∞. Практически интеграл можно брать от $(Ct)^{2/3}$ до ∞. В нашем случае граница $(Ct)^{2/3} = x_0$ лежит около $t = 10$. Для случаев $t = 0$ интеграл (7) можно представить как

$$\frac{dQ}{dt} = A_\gamma B \int_{x_0}^{\infty} \frac{dx}{x^{\gamma + 1/2}}. \tag{8}$$

Для $t > 10$ интеграл приобретает вид

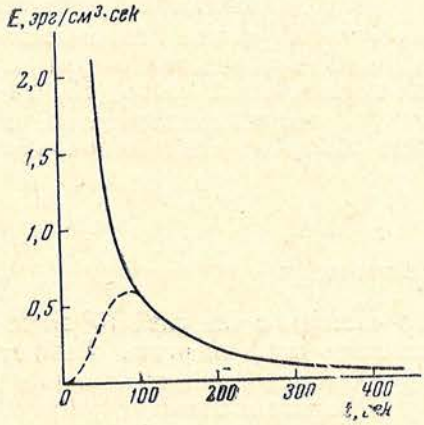
$$\frac{dQ}{dt} = A_\gamma B \int_{(Ct)^{2/3}}^{\infty} \frac{dx}{x^\gamma (x^{2/3} - Ct)^{1/3}}. \tag{9}$$

Положим $x = (Ct)^{2/3} y$, тогда

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{A_\gamma B}{(Ct)^{\frac{2\gamma-1}{3}}} \int_1^\infty \frac{dy}{y^\gamma (y^{3/2}-1)^{1/3}}. \qquad (10)$$

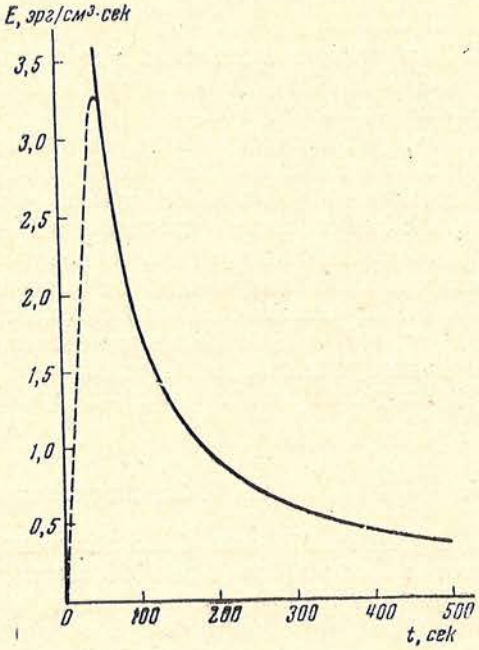
Интеграл сходится. Сомнения может вызывать только нижний предел, но положив $y = 1 + \eta$ и устремив $\eta \to 0$, мы легко можем в этом убедиться. Интеграл

$$F_\gamma = \int_1^\infty \frac{dy}{y^\gamma (y^{2/3}-1)^{1/3}} \qquad (11)$$



Фиг. 1. Зависимость выделения энергии в среде от времени для случая $\gamma = 3$

Пунктиром показан предполагаемый ход яркости вспышки в H_α до максимума



Фиг. 2. Зависимость выделения энергии в среде от времени для случая $\gamma = 2$

Пунктиром показан предполагаемый ход яркости вспышки в H_α до максимума

для случая $\gamma=2$ легко берется согласно формуле для биномных дифференциалов [42] и равен 1, а для случая $\gamma=3$ численным интегрированием получаем, что $F_3=0{,}66$.

Таким образом, для $\gamma=2$

$$\frac{dQ}{dt} = 5{,}34 \cdot 10^{29} t^{-1}, \quad \text{а} \quad D = \frac{dQ}{dt} \Big/ V = 178 t^{-1} \ \textit{эрг/см}^3 \cdot \textit{сек}.$$

Для $\gamma=3$

$$\frac{dQ}{dt} = 4{,}14 \cdot 10^{30} t^{-5/3}, \quad \text{а} \quad D = \frac{dQ}{dt} \Big/ V = 1380 t^{-5/3} \ \textit{эрг/см}^3 \cdot \textit{сек}.$$

При $t=0$ получим для $\gamma=2$, $D=12$ *эрг/см³ · сек* и для $\gamma=3$

$D=18$ *эрг/см³ · сек*. При $t = 10$ вычисляем $\frac{1}{x_0^{1/2}} \int_{2x_0}^\infty \frac{dx}{x^\gamma}$, что дает 9 *эрг/см³ · сек*

для $\gamma = 2$ и 5,6 *эрг/см³·сек* для $\gamma = 3$. Результаты расчетов приведены в табл. 1, где даны значения $D = \frac{dQ}{dt} / V$ в *эрг/см³·сек*.

Таблица 1

γ	t, *сек*							
	0	10	50	100	200	300	400	500
3	18	5,6	2,1	0,59	0,21	0,1	0,06	0,04
2	12	9	3,6	1,8	0,9	0,6	0,45	0,36

Зависимость выделения энергии от времени представлена на фиг. 1 и 2. Там же схематически показано, как можно представить развитие свечения вспышек в H_α.

Как указывалось выше, на разогрев и ионизацию газа во вспышке нужно около 24 *эрг* на 1 *см*³. Графическое интегрирование полученных распределений показало, однако, что площадь между кривой выделения энергии и кривой свечения в H_α в период до максимума вспышки соответствует величине в несколько раз большей. Кривые зависимости интенсивности излучения от времени, подобные представленным на фиг. 1 и 2, встречаются при фотометрии вспышек очень часто (см., например, [43]). Небольшое изменение спектра частиц, неоднократное и некратковременное их впрыскивание может объяснить все многообразие хода излучения вспышек в H_α со временем.

V. Заключительные замечания

В разделе II нами было получено, что частицы с энергией 10^9 *эв* теряют в 1 *сек* 10^6 *эв* и за 1000 *сек* потеряют всю свою энергию. Выйдет ли частица из атмосферы Солнца или нет — сильно зависит от конфигурации магнитных полей. Безусловно, что частицы больших энергий имеют и больше шансов на то, что они выйдут из атмосферы Солнца и будут наблюдаться на Земле. Можно думать также, что для более слабых вспышек процесс ускорения протекает менее интенсивно, частицы при таких вспышках достигают меньших энергий. Такие частицы очень быстро потеряют всю свою энергию. Например, по формуле (2) легко подсчитать, что частицы с энергией меньше 10^8 *эв* за время вспышки скорее всего потеряют всю свою энергию в хромосфере и, как правило, на Земле не будет наблюдаться увеличение их числа в связи со слабыми хромосферными вспышками. Однако свечение таких слабых вспышек тоже может быть следствием ионизационных потерь быстрых частиц.

По формулам, приведенным в [44], нами было подсчитано, что максвеллово распределение скоростей устанавливается для большинства частиц скорее, чем эти частицы успевают рекомбинировать. Однако можно ожидать, что рекомбинировать будут и многие ионы с большими скоростями, что приведет к образованию довольно широких крыльев линии H_α. В [14] и [15] отмечена необычно большая населенность третьего уровня водорода по сравнению с пятым уровнем. Такое отклонение, вероятно, объясняется перенаселенностью нижних уровней водорода, связанное с отклонениями от состояния локального термодинамического равновесия [34].

Из всего изложенного выше можно видеть, что факт появления избыточного свечения в H_α можно объяснить, предположив, что эти процессы связаны с прохождением в хромосфере быстрых протонов.

По-видимому, основным во вспышке является медленное накопление и затем быстрый переход энергии магнитного поля в другую форму и происходящее при этом ускорение частиц, которые, в свою очередь, двигаясь в хромосфере, вызывают наблюдаемое свечение *.

Пути первоначального увеличения плотности в области вспышки рассмотрены А. Б. Северным [45]. Как при этом происходит рост температуры и ионизации на первой стадии развития вспышки, рассмотрено нами выше. Одновременно за время порядка нескольких минут происходит и рост яркости в H_α. Повышенная яркость в H_α наблюдается все время, пока в области вспышки, наблюдаемой в H_α, есть быстрые частицы. После этого свечение становится таким же, как в окружающей хромосфере по мере убывания плотности поля излучения в L_α **.

Автор выражает благодарность А. Б. Северному, Б. М. Владимирскому, А. А. Степаняну и Л. Э. Гуревичу за детальное обсуждение работы и полезные замечания.

19 мая 1962 г.

Литература

1. А. Н. Чарахчьян и др. Доклад на Всесоюзном совещании по вариациям космических лучей. Москва, май 1960 г.
2. F. S. Freyer a. oth. J. Geophys. Res., **64**, 685, 1959.
3. K. A. Anderson a. oth. J. Geophys. Res., **64**, 1133, 1959.
4. G. Reid, H. Leinbach. J. Geophys. Res., **64**, 1301, 1959.
5. J. Broton, H. Boemer. Phys. Rev., **78**, 411, 1950.
6. A. Ehmert. Z. Naturforsch., **49**, 559, 1949.
7. Л. И. Дорман. Вариации космических лучей. Гостехиздат, 1957.
8. А. А. Степанян, Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. обс., **24**, 320, 1960.
9. А. А. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. обс., **27**, 178, 1962.
10. Солнце, под ред. Койпера, ИЛ, 1957.
11. А. Б. Северный. Труды четвертого совещания по вопросам космогонии. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 461.
12. А. Б. Северный, В. П. Шабанский. Астрон. ж., **37**, вып. 4, 609, 1960.
13. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., **27**, 110, 1962.
14. Э. Р. Мустель, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **19**, 46, 1958.
15. Т. В. Казачевская, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **19**, 46, 1958.
16. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **19**, 146, 1958.
17. M. A. Ellison. Trans. I. A. U., **9**, 146, 1957.
18. Г. Месси, Е. Бархоп. Электронные и ионные столкновения. ИЛ, 1957.
19. Н. Мотт, Г. Месси. Теория атомных столкновений. ИЛ, 1951.
20. Н. А. Добротин. Космические лучи. Гостехиздат, 1954.
21. Б. Росси. Частицы больших энергий. Гостехиздат, 1955.
22. И. М. Гордон. Докл. АН СССР, № 5, 813, 1954.
23. Д. Мензел. Основные формулы физики. ИЛ, 1957.
24. Н. Бор. Прохождение атомных частиц через вещество. ИЛ, 1950.
25. В. А. Крат. Солнечные данные, № 2, 58, 1960.
26. К. У. Аллен. Астрофизические величины. ИЛ, 1960.
27. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **22**, 101, 1960.
28. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **23**, 311, 1960.
29. А. Коваль. Астрон. циркуляр, № 183, 13, 1957.
30. H. Friedman. Trans I. A. U., **10**, 707, 1958.
31. Т. А. Чабб, Х. Фридман, Р. У. Креплин, Дж. Е. Купериан. В сб.: «Исследования верхней атмосферы с помощью ракет и спутников». ИЛ., 1961, стр. 99.
32. T. A. Chubb, H. Friedman, R. W. Kreplin. Les spectres des astres dans l'Ultraviolet lointain. Belgium, 1911, c. 216.

---

* Вывод о том, что наблюдаемое во вспышке свечение не является главным процессом и легко объясняется небольшим увеличением плотности и температуры газа, следует из многих работ по спектроскопии вспышек, выполненных в обсерватории, и сложился при обсуждении свойств вспышек сотрудниками обсерватории В. Л. Хохловой, Н. В. Стешенко, автором и др.

** Этим замечанием автор обязан Н. В. Стешенко.

33. G. Cillie, Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 92, N 8, 822, 1932.
34. S. R. Pottash, R. N. Thomas. Astrophys. J., 130, N 3, 941, 1959.
35. В. М. Соболев. Изв. ГАО, 22, вып. 2, № 167, 52, 1961.
36. В. В. Соболев. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М., 1956, стр. 326.
37. D. E. Osterbrock. Astrophys. J., 135, 195, 1962.
38. А. Б. Северный. Астрон. ж., 35, 335, 1958.
39. S. Bashkin, D. C. Peaslee. Astrophys., J., 134, N 4, 981, 1961.
40. А. Н. Чарахчьян и др. ЖЭТФ, 41, 735, 1961.
41. L. R. Winckler. Solar influences on the radiation field in space. (Доклад на симпозиуме по космической радиобиологии. Апрель 1961 г.).
42. И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.— Л., 1948, стр. 10.
43. С. И. Абраменко, Э. Е. Дубов и др. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 341, 1960.
44. Л. Спицер. Физика полностью ионизованного газа. ИЛ, 1957.
45. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 27, 71, 1962.
46. C. DeYager. Handbuch der Physik., 52, 1959.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

ОБРАЗОВАНИЕ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ С УЧЕТОМ РАССЕИВАНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ

Д. Н. Рачковский

Рассматривается образование резонансной линии поглощения с большим фактором Ланде и нерасщепленным в магнитном поле верхним уровнем в солнечных пятнах. Учитываются как процессы истинного поглощения, так и рассеивание в линии. Для солнечного пятна принимается модель атмосферы Милна — Эддингтона с постоянным отношением коэффициента поглощения в линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре. Магнитное вращение не учитывается.

THE DEVELOPMENT OF ABSORPTION LINES IN SUNSPOTS, TAKING INTO ACCOUNT SCATTERING AND ABSORPTION, by *D. N. Rachkovsky*.— The development of a resonance absorption line with a large Landé factor and an upper level without splitting in the magnetic field in sunspots is considered. Processes of true absorption and also line scattering are taken into account. The Milne — Eddington model with a constant ratio of the absorption coefficient in the line to that in the continuous spectrum is addopted for the sunspot. Magnetic rotation is not taken into account.

Теория образования линий поглощения с большим фактором Ланде в атмосферах магнитных звезд и в солнечных пятнах была развита в работах В. Унно [1] и В. Е. Степанова [2, 3]. Однако в теории Унно не учитывается рассеивание. Теория Степанова учитывает рассеивание, но сложность задачи вынудила автора ввести значительные упрощения, последствия которых не ясны.

Процессы рассеивания в магнитно-расщепленной линии чрезвычайно сложны, и, вероятно, теория образования линий поглощения с учетом рассеивания никогда не получит той степени развития, которой достигла теория образования обычных линий поглощения.

Наша работа также не претендует на полноту рассматриваемой картины, в частности, пренебрегается некогерентным рассеиванием в линии и рассматриваются лишь линии с нерасщепленным верхним уровнем. В этом случае уравнения переноса принимают наиболее простой вид и их удается точно проинтегрировать.

Несмотря на ограниченную применимость излагаемой теории, она позволяет ответить на ряд принципиальных вопросов:

а) насколько теория, учитывающая рассеивание, весьма сложная и вообще неприемлемая для практики, дает существенные поправки к теории Унно;

б) насколько правильные результаты дает теория Степанова;

в) каковы азимутальные эффекты, возникающие вследствие различной направленности вектора напряженности магнитного поля.

Можно предположить, что применимость рассматриваемой теории не ограничивается резонансными линиями с $j_в = 0$ для верхнего уровня. Вследствие наличия соударений с окружающими атомами могут происходить переходы между зеемановскими подуровнями верхнего

уровня. При полном перераспределении по зеемановским подуровням населенность их соответствует заполнению при термодинамическом равновесии. В этом случае выведенные ниже уравнения переноса излучения остаются справедливыми.

Заметим также, что для субординатных линий эффекты взаимосвязи между линиями могут быть очень велики и в этом случае не имеют смысла попытки составить точные уравнения баланса в поляризованном излучении. Для таких линий нужно пользоваться теорией Унно или, если желательно учитывать рассеивание в линии, теорией, развитой в данной работе.

§ 1. Вывод условия лучистого равновесия и уравнений переноса излучения для резонансной линии с нерасщепленным верхним уровнем

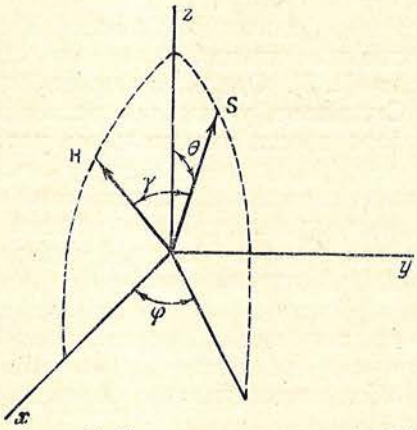
Получим условия лучистого равновесия для линии с квантовым числом j, равным нулю для верхнего уровня. В [3] было показано, что общее количество поглощенного по всем направлениям излучения равняется

$$\int\limits_{4\pi} (\sigma_+ I_+ + \sigma_- I_-)\, d\omega, \tag{1}$$

коэффициенты поглощения определяются так:

$$\sigma_\pm = \frac{k_l + k_r}{2} + \frac{\sin^2\gamma}{4}(2k_\pi - k_l - k_r) \pm$$
$$\pm \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\sin^4\gamma}{4}(2k_\pi - k_l - k_r)^2 + (k_l - k_r)^2\cos^2\gamma}. \tag{2}$$

Фиг. 1 служит пояснением зависимости коэффициентов $\sigma_\pm$ от направления распространения. Из (2) мы видим, что коэффициенты $\sigma_\pm$ зависят лишь от γ, но угол γ при фиксированном направлении вектора магнитной напряженности **H** зависит от углов φ и θ, определяющих направление распространения луча.



Фиг. 1. К пояснению зависимости коэффициентов поглощения $\sigma_\pm$ от направления распространения луча

Вектор **S** обозначает направление распространения света; **H** — вектор напряженности магнитного поля. Направление оси z совпадает с нормалью к плоскопараллельным слоям атмосферы

При нерасщепленном верхнем уровне заполнение его в процессе лучистого равновесия качественно не отличается от заполнений при термодинамическом равновесии. Поэтому можно воспользоваться соотношениями, справедливыми для излучения атома в магнитном поле при термодинамическом равновесии.

Как показал Степанов [4], излучение атома, находящегося в магнитном поле при термодинамическом равновесии, можно разложить на два независимых потока j_+ и j_-, причем

$$j_\pm = C\sigma_\pm. \tag{3}$$

Здесь C — некоторый коэффициент.

Применяя соотношение (3) в нашей задаче, получаем из условия лучистого равновесия

$$C\int\limits_{4\pi} (\sigma_+ + \sigma_-)\, d\omega = \int\limits_{4\pi} (\sigma_+ I_+ + \sigma_- I_-)\, d\omega. \tag{4}$$

Определяя из (4) коэффициент C и подставляя его в (3), получаем для независимых составляющих излучаемого потока

$$j_{\pm} = A'\sigma_{\pm} \int\limits_{4\pi} (\sigma_{+} I_{+} + \sigma_{-} I_{-})\, d\omega, \tag{5}$$

где

$$A' = \frac{1}{\int\limits_{4\pi} (\sigma_{+} + \sigma_{-})\, d\omega} = \frac{3}{8\pi} \cdot \frac{1}{(k_l + k_r + k_{\pi})}.$$

Выражение (5) было впервые получено несколько более сложным путем Степановым [5], с тем отличием, что коэффициенты поглощения $\sigma_{\pm}$ под знаком интеграла в (5) усредняются и выносятся из-под интеграла. Однако можно показать, что такое усреднение не упрощает интегрирование уравнений переноса излучения.

Составим уравнение переноса излучения. Предполагая только чистое рассеивание в линии и учитывая поглощение в непрерывном спектре, можно записать на основании (1), (5)

$$\cos\theta \frac{dI_{\pm}}{ds} = (k + \sigma_{\pm}) I_{\pm} + \sigma_{\pm} A' \int\limits_{4\pi} (\sigma_{+} I_{+} + \sigma_{-} I_{-})\, d\omega + k \frac{B(T)}{2}. \tag{6}$$

Здесь k — коэффициент поглощения в непрерывном спектре. Обозначая $\frac{\sigma_{\pm}}{k} = \eta_{\pm}$ и понимая под величиной A

$$A = \frac{1}{\int\limits_{4\pi} (\eta_{+} + \eta_{-})\, d\omega}, \tag{7}$$

перепишем уравнения (6)

$$\cos\theta \frac{dI_{\pm}}{d\tau} = (1 + \eta_{\pm}) I_{\pm} - A\eta_{\pm} \int\limits_{4\pi} (\eta_{+} I_{+} + \eta_{-} I_{-})\, d\omega - \frac{B(T)}{2}. \tag{8}$$

Здесь $B(T)$ — функция Планка; τ — оптическая глубина в непрерывном спектре.

Если в той же частоте переизлучается не вся поглощенная энергия, а часть ее ε переходит в тепловую энергию, то уравнения (8) запишутся

$$\cos\theta \frac{dI_{\pm}}{d\tau} = (1 + \eta_{\pm}) I_{\pm} - (1 - \varepsilon) A\eta_{\pm} \times$$

$$\times \int\limits_{4\pi} (\eta_{+} I_{+} + \eta_{-} I_{-})\, d\omega - (1 + \varepsilon\eta_{\pm}) \frac{B(T)}{2}. \tag{9}$$

§ 2. Решение задачи о диффузном отражении от полубесконечной среды методом Чандрасекара [6]

Пусть на полубесконечную среду (фиг. 2) падает под углом $\arccos \mu_0$ излучение произвольной поляризации с параметрами Стокса I_{+}, I_{-}, V_{+}, U_{+}. Требуется определить параметры Стокса излучения, выходящего под произвольным углом $\arccos \mu$. Заметим, что так как излучение единицы объема имеет параметры $U_{+} = V_{+} = 0$, то и выходящее излучение будет иметь эти параметры равными нулю и не будет зависеть от V_{0+} и U_{0+}.

Уравнения переноса излучения будут иметь вид

$$\mu \frac{dI_\pm}{d\tau} = (1+\eta_\pm) I_\pm - (1-\varepsilon) A\eta_\pm \int\limits_{4\pi} (\eta_+ I_+ + \eta_- I_-)\, d\omega -$$

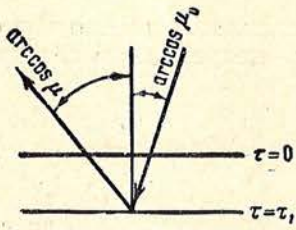
$$-(1-\varepsilon) A\eta_\pm (\eta_{0+} I_{0+} e^{-\frac{1+\eta_{0+}}{\mu_0}\tau} + \eta_{0-} I_{0-} e^{-\frac{1+\eta_{0-}}{\mu_0}\tau}). \qquad (10)$$

Заменяя уравнения (10) системой $4n$ линейных уравнений, получим

$$\mu_i \frac{dI_\pm}{d\tau} = (1+\eta_{i\pm}) I_{i\pm} - 2\pi (1-\varepsilon) A\eta_{i\pm} \sum (\eta_{i+} I_{i+} + \eta_{i-} I_{i-}) a_i -$$

$$-(1-\varepsilon) A\eta_{i\pm} (I_{0+}\eta_{0+} e^{-\frac{1+\eta_{0+}}{\mu_0}\tau} + I_{0-}\eta_{0-} e^{-\frac{1+\eta_{0-}}{\mu_0}\tau}), \qquad (11)$$

$$i = \pm 1, \pm 2, \pm, \ldots, \pm n.$$



Фиг. 2. К задаче о диффузном отражении

Здесь $\mu_i = -\mu_{-i}$ — нули полинома Лежандра $P_{2n}(\mu)$; $a_i = a_{-i}$ — соответствующие веса Гаусса.

Перейдем в (11) к новым обозначениям:

$$I_{i+} = I_j, \quad \frac{\eta_{i+}}{1+\eta_{i+}} = \lambda_j, \quad \frac{\mu_i}{1+\eta_{i+}} = \mu_j,$$

$$\eta_{i+} = \eta_j, \quad a_i = a_j,$$

$$j = \pm 1, \pm 2, \pm, \ldots, \pm n; \qquad (12)$$

$$I_{i-} = I_j, \quad \frac{\eta_{i-}}{1+\eta_{i-}} = \lambda_j, \quad \frac{\mu_i}{1+\eta_{i-}} = \mu_j, \quad \eta_{i-} = \eta_j,$$

$$j = \pm (n+1) \pm, \ldots, \pm 2n;$$

получим

$$\mu_j \frac{dI_j}{d\tau} = I_j - 2\pi (1-\varepsilon) A\lambda_j \sum_j^{4n} a_j \eta_j I_j - (1-\varepsilon) A\lambda_j \times$$

$$\times (I_{0+}\eta_{0+} e^{-\frac{\tau}{\mu_{0+}}} + I_{0-}\eta_{0-} e^{-\frac{\tau}{\mu_{0-}}}). \qquad (13)$$

Уравнения (13) можно решить тем же методом, как и аналогичные уравнения, полученные в [6] Чандрасекаром. Прежде всего находим общее решение соответствующей однородной системы

$$\mu_j \frac{dI_j}{d\tau} = I_j - 2\pi (1-\varepsilon) A\lambda_j \sum_j I_j \eta_j a_j \quad (j = \pm 1, \pm 2, \pm \ldots, \pm 2n). \qquad (14)$$

Ищем частное решение системы (14) в виде

$$I_j = g_j \cdot e^{-k\tau}. \qquad (15)$$

Подставляя (15) в (14), получим

$$g_j = 2\pi (1-\varepsilon) A \frac{\lambda_j}{1+\mu_j k} \sum_j g_j \eta_j a_j. \qquad (16)$$

Из (16) выводим характеристическое уравнение для определения k

$$1 = 2\pi (1-\varepsilon) A \sum_j \frac{a_j \lambda_j \eta_j}{1+\mu_j \cdot k} \quad (j = \pm 1, \pm 2, \pm \ldots, \pm 2n), \qquad (17)$$

так как, согласно (12), $\mu_j = -\mu_{-j}$, $\eta_j = \eta_{-j}$, $a_j = a_{-j}$, то характеристическое уравнение (17) запишется

$$1 = 4\pi(1-\varepsilon)A\sum_j \frac{\lambda_j\eta_j a_j}{1-\mu_j^2\cdot k^2} \quad (j = 1, 2, \ldots, 2n). \tag{18}$$

Можно легко показать, что все корни уравнения (18) различны, следовательно, имеется $4n$ систем линейно-независимых решений уравнений (14):

$$I_j = \frac{\lambda_j}{1\pm\mu_j k_\alpha} e^{\mp k_\alpha \tau} \quad \begin{pmatrix} j = \pm 1, \pm 2, \pm \ldots, \pm 2n \\ \alpha = 1, 2, \ldots 2n \end{pmatrix} \tag{19}$$

Будем искать частное решение уравнений (13) в виде

$$I_j = (1-\varepsilon)A\left(h_{j+}\ \eta_{0+} e^{-\frac{\tau}{\mu_{0+}}} I_{0+} + h_{j-}\eta_{0-} e^{-\frac{\tau}{\mu_{0-}}} I_{0-}\right). \tag{20}$$

Подстановкой (20) в (13) нетрудно найти

$$I_j = (1-\varepsilon)A\lambda_j\left(\frac{\gamma_{+0}}{1+\frac{\mu_j}{\mu_{0+}}} e^{-\frac{\tau}{\mu_{0+}}} I_{0+} + \frac{\gamma_{-0}}{1+\frac{\mu_j}{\mu_{0-}}} e^{-\frac{\tau}{\mu_{0-}}} I_{0-}\right), \tag{21}$$

где

$$\gamma_{0\pm} = \frac{\eta_{0\pm}}{1-2\pi(1-\varepsilon)A\sum\limits_j \frac{\eta_j a_j \lambda_j}{1+\frac{\mu_j}{\mu_{0\pm}}}}, \quad (j = \pm 1, \pm 2, \pm \ldots, \pm 2n). \tag{22}$$

Следовательно, общее решение уравнений (13) имеет вид

$$I_j = (1-\varepsilon)A\lambda_j\left\{\sum_{\alpha=1}^{2n} \frac{L_\alpha e^{-k_\alpha\tau}}{1+\mu_j k_\alpha} + \frac{\gamma_{0+}}{1+\frac{\mu_j}{\mu_{0+}}} e^{-\frac{\tau}{\mu_{0+}}} I_{0+} + \right.$$

$$\left. + \frac{\gamma_{0-}}{1+\frac{\mu_j}{\mu_{0-}}} e^{-\frac{\tau}{\mu_{0-}}} I_{0-}\right\}. \tag{23}$$

Выведем некоторые соотношения. Рассмотрим знаменатель (22). Положив $\mu_{0+} = z$, запишем

$$T(z) = 1 - 4\pi(1-\varepsilon)A\sum_{j=1}^{2n} \frac{\lambda_j a_j \eta_j}{1-\frac{\mu_j^2}{z^2}}. \tag{24}$$

Выражение (24) можно преобразовать следующим образом: сравнивая с характеристическим уравнением (18), получим

$$T(z) = 0 \text{ при } z = \pm k_\alpha^{-1}.$$

Следовательно, можно записать

$$\prod_{j=1}^{2n}(z^2-\mu_j^2)\ T(z) = C\prod_{\alpha=1}^{2n}(1-k_\alpha^2 z^2).$$

Полагая $z = 0$, имеем

$$T(0)\prod_{j=1}^{2n}\mu_j^2 = C;\ T(0) = 1$$

и

$$C = \prod_{j=1}^{2n}\mu_j^2.$$

Следовательно,

$$T(z) = \prod_{j=1}^{2n}\mu_j^2\,\frac{\prod\limits_{\alpha=1}^{2n}(1-k_\alpha^2 z^2)}{\prod\limits_{j=1}^{2n}(z^2-\mu_j^2)}.$$

Вводя функцию

$$\varphi(z) = \frac{1}{\prod\limits_{j=1}^{2n}\mu_j}\cdot\frac{\prod\limits_{j=1}^{2n}(z+\mu_j)}{\prod\limits_{\alpha=1}^{2n}(1+k_\alpha z)}, \tag{25}$$

получим

$$T(z) = \frac{1}{\varphi(z)\,\varphi(-z)},\ \gamma_{0\pm} = \eta_{0\pm}\varphi(\mu_{0\pm})\,\varphi(-\mu_{0\pm}). \tag{26}$$

Исключим постоянные из уравнений (23). Для сокращения выкладок будем считать, что падающий поток равен I_{0+}, т. е. примем, что $I_{0-} = 0$. Согласно (23), введем функцию $S_+(\mu)$, полагая в (23) $\mu_j < 0$ и $\tau = 0$:

$$S_+(\mu) = \sum_{\alpha=1}^{2n}\frac{L_\alpha}{1-\mu k_\alpha} + \frac{\gamma_{0+}}{1-\dfrac{\mu}{\mu_{0+}}}I_{0+}$$

или, используя (26),

$$S_+(\mu) = \sum_{\alpha=1}^{2n}\frac{L_\alpha}{1-\mu k_\alpha} + \frac{\eta_{0+}}{1-\dfrac{\mu}{\mu_{0+}}}\,\varphi(\mu_{0+})\,\varphi(-\mu_{0+})\,I_{0+}; \tag{27}$$

так как при $\tau = 0$ $I(-\mu_j) = 0$, то $S_+(\mu_j) = 0$, следовательно,

$$\left(1-\frac{\mu}{\mu_{0+}}\right)\prod_{\alpha=1}^{2n}(1-\mu k_\alpha)\,S_+(\mu) = x\prod_{j=1}^{2n}(\mu-\mu_j),$$

отсюда

$$S_+(\mu) = x\,\frac{\prod\limits_{j=1}^{2n}(\mu-\mu_j)}{\left(1-\dfrac{\mu}{\mu_{0+}}\right)\prod\limits_{\alpha=1}^{2n}(1-\mu k_\alpha)};$$

используя (25), получаем

$$S_+(\mu) = y\,\frac{\varphi(-\mu)}{1-\dfrac{\mu}{\mu_{0+}}}. \tag{28}$$

Здесь x и y — некоторые постоянные.

Величину y найдем, используя (27), (28):

$$\lim_{\mu\to\mu_{0+}}\left(1-\frac{\mu}{\mu_{0+}}\right)S_+(\mu)=y\varphi(-\mu_{0+})=\eta_{0+}\varphi(\mu_{0+})\,\varphi(-\mu_{0+}),$$

следовательно,

$$y=\eta_{0+}\varphi(\mu_{0+})\,I_{0+}. \tag{29}$$

Согласно (27) — (29), получим

$$I_j=(1-\varepsilon)\,A\lambda_j\frac{\eta_{0+}}{1+\dfrac{\mu_j}{\mu_{0+}}}\;\varphi(\mu_{0+})\,\varphi(\mu_j).$$

Окончательно в матричном виде диффузно отраженное от полубесконечной среды излучение можно записать

$$I(\mu)=(1-\varepsilon)\,A\mu_0\mathbf{S}(\mu,\,\mu_0)\cdot I_0(\mu_0), \tag{30}$$

где

$$\mathbf{S}(\mu,\,\mu_0)=\begin{bmatrix}\dfrac{\eta_+\eta_{0+}}{(1+\eta_+)(1+\eta_{0+})}\cdot\dfrac{\varphi(\mu_+)\,\varphi(\mu_{0+})}{\dfrac{\mu}{1+\eta_+}+\dfrac{\mu_0}{1+\eta_{0+}}}, & \dfrac{\eta_+\eta_{0-}}{(1+\eta_+)(1+\eta_{0-})}\cdot\dfrac{\varphi(\mu_+)\,\varphi(\mu_{0-})}{\dfrac{\mu}{1+\eta_+}+\dfrac{\mu_0}{1+\eta_{0-}}}\\[2ex] \dfrac{\eta_-\eta_{0+}}{(1+\eta_-)(1+\eta_{0+})}\cdot\dfrac{\varphi(\mu_-)\,\varphi(\mu_{0+})}{\dfrac{\mu}{1+\eta_-}+\dfrac{\mu_0}{1+\eta_{0+}}}, & \dfrac{\eta_-\eta_{0-}}{(1+\eta_-)(1+\eta_{0-})}\cdot\dfrac{\varphi(\mu_-)\,\varphi(\mu_{0-})}{\dfrac{\mu}{1+\eta_-}+\dfrac{\mu_0}{1+\eta_{0-}}}\end{bmatrix} \tag{31}$$

а

$$\varphi(\mu_\pm)=\varphi\left(\frac{\mu}{1+\eta_\pm}\right)=\frac{\displaystyle\prod_{i=1}^{n}\left(\frac{\mu}{1+\eta_\pm}+\frac{\mu_i}{1+\eta_{i+}}\right)\left(\frac{\mu}{1+\eta_\pm}+\frac{\mu_i}{1+\eta_{i-}}\right)}{\displaystyle\prod_{i=1}^{n}\frac{\mu_i^2}{(1+\eta_{i+})(1+\eta_{i-})}\prod_{\alpha=1}^{2n}\left(1+k_\alpha\frac{\mu}{1+\eta_\pm}\right)}. \tag{32}$$

Здесь μ и μ_0 — обычные косинусы соответственно углов отражения и падения луча.

Обратим внимание, что для матрицы (31) выполняется соотношение

$$\mathbf{S}(\mu,\,\mu_0)=\mathbf{S}'(\mu_0,\,\mu). \tag{33}$$

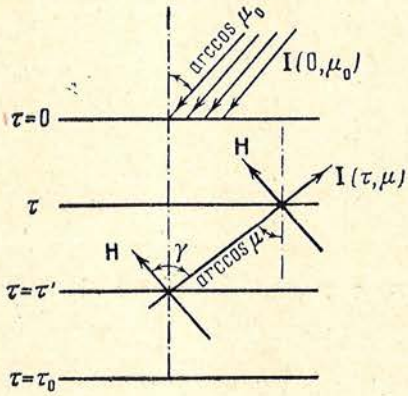
Здесь $\mathbf{S}'(\mu_0,\,\mu)$ — матрица, транспонированная по отношению к матрице $\mathbf{S}(\mu_0,\,\mu)$. Свойство (33) является выражением принципа взаимности по отношению к падающему и отраженному лучу для поляризованного света.

§ 3. Принцип взаимности

Докажем, что приближенное соотношение (33), полученное методом Чандрасекара и справедливое для задачи с азимутальной симметрией, является точным соотношением и выполняется при любом направлении вектора магнитного поля. Метод доказательства взят у В. В. Соболева [7, стр. 283].

Обозначим через $\varepsilon(\tau,\,I_{0+})$ — полное излучение по всем направлениям единицы объема на оптической глубине τ при освещении слоя излучением I_{0+} (фиг. 3) и выведем интегральное уравнение для функции $\varepsilon(\tau,\,I_{0+})$.

Излучение от слоя с $\tau = \tau'$, поглощенное в единице объема с $\tau = \tau$, можно получить следующим образом. Пусть $\varepsilon(\tau', I_{0+})$ — полное излучение единицы объема на глубине τ', тогда



Фиг. 3. К выводу принципа взаимности

$$\varepsilon(\tau', I_{0+}) \frac{\sigma_{\pm}(\theta')}{\int\limits_{4\pi} (\sigma_+ + \sigma_-)\, d\omega} d\omega'$$

— излучение этого объема в составляющих + и — в данном направлении, а

$$A\varepsilon(\tau', I_{0+})\, \eta_{\pm}(\theta')\, e^{-(1+\eta_{\pm}(\theta'))(\tau'-\tau)\sec\theta'} d\omega'$$

— излучение, достигшее выбранного объема на глубине τ, и, следовательно,

$$Ak\varepsilon(\tau', I_{0+})\,(\eta_+'^2 e^{-(1+\eta_+')(\tau'-\tau)\sec\theta'} + \eta_-'^2 e^{-(1+\eta_-')(\tau'-\tau)\sec\theta'})\, d\omega'$$

— полное излучение, возникшее в единице объема на глубине τ' и поглощенное в единице объема на глубине τ.

Теперь легко записать для величины $\varepsilon(\tau, I_{0+})$

$$\varepsilon(\tau, I_{0+})\, k^{-1} = (1-\varepsilon) A \int\limits_{2\pi} \int\limits_{0}^{\tau_\varepsilon} \varepsilon(\tau', I_{0+})\,(\eta_+'^2 e^{-(1+\eta_+')|\tau'-\tau|\sec\theta'} + \eta_-'^2 e^{-(1+\eta_-')|\tau'-\tau|\sec\theta'})\, d\omega'\, d\tau' + (1-\varepsilon)\,\eta_{0+} e^{-(1+\eta_{0+})\tau} I_{0+}. \tag{34}$$

Получим интегральное уравнение для вероятности $P_+(\tau, \mu_0)$ выхода поглощенного излучения под углом $\arccos\mu_0$ в поляризации +. Из соображений, аналогичных использованным при выводе (34), получим

$$P_+(\tau, \mu_0)\, k^{-1} = (1-\varepsilon) A \int\limits_{2\pi} \int\limits_{0}^{\tau_0} P_+(\tau', \mu_0)(\eta_+'^2 e^{-(1+\eta_+')|\tau'-\tau|\sec\theta'} + \eta_-'^2 e^{-(1+\eta_-')|\tau'-\tau|\sec\theta'})\, d\omega'\, d\tau' + A(1-\varepsilon)\,\eta_{0+} e^{-(1+\eta_{0+})\tau}. \tag{35}$$

Сравнивая (34) и (35), выводим

$$\varepsilon(\tau, I_{0+}) = A^{-1} P_+(\tau, \mu_0)\, I_{0+}. \tag{36}$$

Аналогично можно получить

$$\varepsilon(\tau, I_{0-}) = A^{-1} P_-(\tau, \mu_0)\, I_{0-}. \tag{37}$$

Для того чтобы доказать справедливость соотношения

$$S(\mu, \mu_0) = S'(\mu_0, \mu),$$

получим $S(\mu, \mu_0)$, используя функции $\varepsilon(\tau, I_{0\pm})$, а $S(\mu_0, \mu)$ — при помощи вероятностей $P_{\pm}(\tau, \mu_0)$.

Обозначим через $I_{\pm+}(\mu, \mu_0)$ составляющие $+$ и $-$ излучения, выходящего из слоя толщины τ_0 при освещении его под углом $\arccos \mu_0$ излучением поляризации $+$, тогда легко получить

$$I_{\pm+}(\mu, \mu_0) = \frac{A}{\mu} \eta_{\pm}(\mu) \int_0^{\tau_0} \varepsilon(\tau, I_{0+}) e^{-(1+\eta_{\pm})\frac{\tau}{\mu}} d\tau. \tag{38}$$

Аналогичным образом

$$I_{\pm-}(\mu, \mu_0) = \frac{A}{\mu} \eta_{\pm}(\mu) \int_0^{\tau_0} \varepsilon(\tau, I_{0-}) e^{-(1+\eta_{\pm})\frac{\tau}{\mu}} d\tau. \tag{39}$$

Сравнивая (38) и (39) с (30), получаем для $\mathbf{S}(\mu, \mu_0)$ выражение

$$\mathbf{S}(\mu, \mu_0) = \frac{(1-\varepsilon)^{-1}}{\mu\mu_0} \begin{vmatrix} \frac{\eta_+(\mu)}{I_{0+}} \int_0^{\tau_0} \varepsilon(\tau, I_{0+}) e^{-(1+\eta_+)\frac{\tau}{\mu}} d\tau, & \frac{\eta_+(\mu)}{I_{0-}} \int_0^{\tau_0} \varepsilon(\tau, I_{0-}) e^{-(1+\eta_+)\frac{\tau}{\mu}} d\tau \\ \frac{\eta_-(\mu)}{I_{0+}} \int_0^{\tau_0} \varepsilon(\tau, I_{0+}) e^{-(1+\eta_-)\frac{\tau}{\mu}} d\tau, & \frac{\eta_-(\mu)}{I_{0-}} \int_0 \varepsilon(\tau, I_{0-}) e^{-(1+\eta_-)\frac{\tau}{\mu}} d\tau \end{vmatrix} \tag{40}$$

С другой стороны, при помощи вероятностей $P_{\pm}(\tau, \mu_0)$ выводим

$$\begin{aligned} I_{\pm+}(\mu_0, \mu) &= \frac{\eta_+(\mu)}{\mu_0} I_+(\mu) \int_0^{\tau_0} P_{\pm}(\tau, \mu_0) e^{-(1+\eta_+)\frac{\tau}{\mu}} d\tau; \\ I_{\pm-}(\mu_0, \mu) &= \frac{\eta_-(\mu)}{\mu_0} I_-(\mu) \int_0^{\tau_0} P_{\pm}(\tau, \mu_0) e^{-(1+\eta_-)\frac{\tau}{\mu}} d\tau. \end{aligned} \tag{41}$$

Используя (36) и (37), находим

$$\begin{aligned} I_{\pm+}(\mu_0, \mu) &= \frac{A}{\mu_0} \eta_+(\mu) \frac{I_+(\mu)}{I_{0\pm}} \int_0^{\tau_0} \varepsilon(\tau, I_{0\pm}) e^{-(1+\eta_+)\frac{\tau}{\mu}} d\tau; \\ I_{\pm-}(\mu_0, \mu) &= \frac{A}{\mu_0} \eta_-(\mu) \frac{I_-(\mu)}{I_{0\pm}} \int_0^{\tau_0} \varepsilon(\tau, I_{0\pm}) e^{-(1+\eta_-)\frac{\tau}{\mu}} d\tau; \end{aligned} \tag{42}$$

из (42) и (30) получаем

$$\mathbf{S}(\mu_0, \mu) = \frac{(1-\varepsilon)^{-1}}{\mu_0\mu} \begin{vmatrix} \frac{\eta_+(\mu)}{I_{0+}} \int_0^{\tau_0} \varepsilon(\tau, I_{0+}) e^{-(1+\eta_+)\frac{\tau}{\mu}} d\tau, & \frac{\eta_-(\mu)}{I_{0+}} \int_0^{\tau_0} \varepsilon(\tau, I_{0+}) e^{-(1+\eta_-)\frac{\tau}{\mu}} d\tau \\ \frac{\eta_+(\mu)}{I_{0-}} \int_0^{\tau_0} \varepsilon(\tau, I_{0-}) e^{-(1+\eta_+)\frac{\tau}{\mu}} d\tau, & \frac{\eta_-(\mu)}{I_{0-}} \int_0^{\tau_0} \varepsilon(\tau, I_{0-}) e^{-(1+\eta_-)\frac{\tau}{\mu}} d\tau \end{vmatrix}. \tag{43}$$

Сравнивая (43) и (40), находим

$$\mathbf{S}(\mu, \mu_0) = \mathbf{S}'(\mu_0, \mu).$$

Заметим, что всюду в настоящем параграфе мы характеризовали выбранное направление только величиной μ, опуская для сокращения азимут φ. Такая условность будет принята и в дальнейшем.

§ 4. Точное решение задачи о диффузном отражении

Выше было получено решение задачи о диффузном отражении методом Чандрасекара. Это позволило получить приближенную формулу для вычисления функций $\varphi(\mu_\pm)$, которая будет использована в дальнейшем при численных расчетах. Однако поставленную задачу можно легко решить точно. Это тем более необходимо, что приближенный метод Чандрасекара пригоден лишь для задач с азимутальной симметрией. Примененный здесь метод решения аналогичен использованному Чандрасекаром в [6] при решении такой же задачи, но для неполяризованного излучения.

Уравнения (10) запишем в матричном виде

$$\mu \frac{d}{d\tau}\begin{vmatrix} I_+ \\ I_- \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1+\eta_+ & 0 \\ 0 & 1+\eta_- \end{vmatrix}\begin{vmatrix} I_+ \\ I_- \end{vmatrix} - (1-\varepsilon)A\begin{vmatrix} \eta_+ & 0 \\ 0 & \eta_- \end{vmatrix}\begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix}\int\limits_{4\pi}\begin{vmatrix} \eta'_+ & 0 \\ 0 & \eta'_- \end{vmatrix}\begin{vmatrix} I'_+ \\ I'_- \end{vmatrix} d\omega' -$$

$$-(1-\varepsilon)A\begin{vmatrix} \eta_+ & 0 \\ 0 & \eta_- \end{vmatrix}\begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix}\begin{vmatrix} \eta_{0+}e^{-(1+\eta_{0+})\frac{\tau}{\mu}} & 0 \\ 0 & \eta_{0-}e^{-(1+\eta_{0-})\frac{\tau}{\mu}} \end{vmatrix}\begin{vmatrix} I_{0+} \\ I_{0-} \end{vmatrix}, \qquad (44)$$

или

$$\mu \frac{d}{d\tau}\mathbf{I}(\tau) = (\mathbf{1}+\boldsymbol{\eta})\mathbf{I}(\tau) - (1-\varepsilon)A\boldsymbol{\eta}\mathbf{1}\int\limits_{4\pi}\boldsymbol{\eta}'\mathbf{I}'(\tau)\,d\omega' -$$

$$-(1-\varepsilon)A\boldsymbol{\eta}\mathbf{1}\boldsymbol{\eta}_0 e^{-\frac{1+\eta_0}{\mu_0}\tau}\mathbf{I}_0. \qquad (45)$$

Смысл входящих в (45) величин ясен из сравнения (45) с (44).

Решение задачи будем искать в виде

$$\mathbf{I}(0,\ \mu) = (1-\varepsilon)A\mu_0\mathbf{S}(\mu,\ \mu_0)\mathbf{I}(0,\ \mu_0). \qquad (46)$$

Для излучения, выходящего вверх на глубине τ, имеем

$$\mathbf{I}(\tau,\ \mu) = (1-\varepsilon)A\mu_0\mathbf{S}(\mu,\ \mu_0)\,\mathbf{e}^{-(1+\eta_0)\frac{\tau}{\mu_0}}\mathbf{I}_0 + (1-\varepsilon)A\int\limits_{4\pi}\mu'\mathbf{S}(\mu,\ \mu')\mathbf{I}(\tau,\ -\mu')d\omega'. \qquad (47)$$

Дифференцируя и полагая $\tau = 0$, получим

$$\frac{d}{d\tau}\mathbf{I}(\tau,\ \mu)_{\tau=0} = -(1-\varepsilon)A\mathbf{S}(\mu,\ \mu_0)(1+\eta_0)\mathbf{I}_0 +$$

$$+(1-\varepsilon)A\int\limits_{2\pi}\mu'\mathbf{S}(\mu,\ \mu')\frac{d}{d\tau}\mathbf{I}(\tau,\ -\mu')_{\tau=0}\,d\omega. \qquad (48)$$

Используя уравнение переноса излучения, вычисляем входящие в (48) производные

$$\frac{d}{d\tau}\mathbf{I}(\tau,\ \mu)_{\tau=0} = \frac{(\mathbf{1}+\boldsymbol{\eta})}{\mu}\mathbf{I}(0,\ \mu) - (1-\varepsilon)A\frac{\boldsymbol{\eta}}{\mu}\int\limits_{2\pi}\mathbf{1}\cdot\boldsymbol{\eta}'\mathbf{I}(0,\ \mu')\,d\omega' -$$

$$-(1-\varepsilon)A\frac{\boldsymbol{\eta}}{\mu}\cdot\mathbf{1}\cdot\boldsymbol{\eta}_0\mathbf{I}_0;$$

$$\frac{d}{d\tau}\mathbf{I}(\tau,\ -\mu)_{\tau=0} = (1-\varepsilon)A\frac{\boldsymbol{\eta}}{\mu}\int\mathbf{1}\cdot\boldsymbol{\eta}'\mathbf{I}(0,\ \mu')\,d\omega' + (1-\varepsilon)A\frac{\boldsymbol{\eta}}{\mu}\cdot\mathbf{1}\cdot\boldsymbol{\eta}_0\mathbf{I}_0;$$

эти соотношения при помощи (46) можно записать так:

$$\frac{d}{d\tau}\mathbf{I}(\tau,\mu)_{\tau=0}=\left\{\frac{\mu_0}{\mu}(1+\eta)\mathbf{S}(\mu,\mu_0)-\right.$$

$$\left.-(1-\varepsilon)A\frac{\mu_0}{\mu}\eta\cdot\mathbf{1}\cdot\int\limits_{2\pi}\eta'\mathbf{S}(\mu',\mu_0)\,d\omega'-\frac{1}{\mu}\eta\cdot\mathbf{1}\cdot\eta_0\right\}(1-\varepsilon)A\mathbf{I}_0;$$

$$\frac{d}{d\tau}\mathbf{I}(\tau,-\mu)_{\tau=0}=\left\{(1-\varepsilon)A\frac{\mu_0}{\mu}\eta\cdot\mathbf{1}\cdot\int\eta''\,\mathbf{S}(\mu',\mu_0)\,d\omega'+\frac{1}{\mu}\eta\cdot\mathbf{1}\cdot\eta_0\right\}(1-\varepsilon)A\,\mathbf{I}_0.$$

Подставляя полученные выражения для производных в (48), находим

$$(1+\eta)\mu_0\mathbf{S}(\mu,\mu_0)+\mathbf{S}(\mu,\mu_0)(1+\eta)\mu=\eta\cdot\mathbf{1}\cdot\eta_0+$$

$$+(1-\varepsilon)A\eta\mu_0\cdot\mathbf{1}\cdot\int\limits_{2\pi}\eta'\mathbf{S}(\mu',\mu_0)\,d\omega'+(1-\varepsilon)A\mu\int\limits_{2\pi}\mathbf{S}(\mu,\mu')\eta'\cdot\mathbf{1}\cdot\eta_0\,d\omega+$$

$$+(1-\varepsilon)^2A^2\mu\mu_0\int\limits_{2\pi}\mathbf{S}(\mu,\mu')\,\eta'\,d\omega'\cdot\mathbf{1}\cdot\int\limits_{2\pi}\eta''\mathbf{S}(\mu'',\mu_0)\,d\omega''.$$

В правой части можно выделить два сомножителя

$$\mu(1+\eta)\mathbf{S}(\mu,\mu_0)+\mathbf{S}(\mu,\mu_0)(1+\eta)\mu_0=$$

$$=\left\{\eta+(1-\varepsilon)A\mu\int\limits_{2\pi}\mathbf{S}(\mu,\mu')\,\eta'\,d\omega'\right\}\cdot\mathbf{1}\cdot\left\{\eta_0+(1-\varepsilon)A\mu_0\int\limits_{2\pi}\eta'\mathbf{S}(\mu',\mu_0)\,d\omega'\right\}. \tag{49}$$

Запишем матрицу $\mathbf{S}(\mu,\mu_0)$ в виде

$$\mathbf{S}(\mu,\mu_0)=\begin{vmatrix} S_{++}(\mu,\mu_0) & S_{+-}(\mu,\mu_0)\\ S_{-+}(\mu,\mu_0) & S_{--}(\mu,\mu_0)\end{vmatrix} \tag{50}$$

и обозначим

$$\eta+(1-\varepsilon)A\mu\int\limits_{2\pi}\mathbf{S}(\mu,\mu')\,\eta'd\omega'=\begin{vmatrix} a(\mu) & b(\mu)\\ c(\mu) & d(\mu)\end{vmatrix},$$

тогда, используя (26), получим

$$\eta+(1+\varepsilon)A\mu\int\limits_{2\pi}\eta'\mathbf{S}(\mu',\mu)\,d\omega'=\begin{vmatrix} a(\mu) & c(\mu)\\ b(\mu) & d(\mu)\end{vmatrix}.$$

Следовательно, правая часть равенства (49) преобразуется

$$\begin{vmatrix} (a(\mu)+b(\mu))(a(\mu_0)+b(\mu_0)) & (a(\mu)+b(\mu))(c(\mu_0)+d(\mu_0))\\ (c(\mu)+d(\mu))(a(\mu_0)+b(\mu_0)) & (c(\mu)+d(\mu))(c(\mu_0)+d(\mu_0))\end{vmatrix}.$$

Обозначая

$$a(\mu)+b(\mu)=\eta_++(1-\varepsilon)A\mu\int\limits_{2\pi}(S_{++}(\mu,\mu')\,\eta'_++$$

$$+S_{+-}(\mu,\mu')\,\eta'_-)\,d\omega'=\eta_+\varphi_+(\mu),$$

$$c(\mu)+d(\mu)=\eta_-+(1-\varepsilon)A\mu\int\limits_{2\pi}(S_{-+}(\mu,\mu')\,\eta'_++$$

$$+S_{--}(\mu,\mu')\,\eta'_-)\,d\omega'=\eta_-\varphi_-(\mu). \tag{51}$$

Преобразовываем (49) к виду

$$\begin{bmatrix} (\mu_0(1+\eta_+)+\mu(1+\eta_{0+}))\,S_{++}(\mu,\mu_0), & (\mu_0(1+\eta_+)+\mu(1+\eta_{0-}))\,S_{+-}(\mu,\mu_0)\\ (\mu_0(1+\eta_-)+\mu(1+\eta_{0+}))\,S_{-+}(\mu,\mu_0), & (\mu_0(1+\eta_-)+\mu(1+\eta_{0-}))\,S_{--}(\mu,\mu_0)\end{bmatrix}=$$

$$=\begin{bmatrix} \eta_+\eta_{0+}\varphi_+(\mu)\,\varphi_+(\mu_0) & \eta_+\eta_{-0}\varphi_+(\mu)\,\varphi_-(\mu_0)\\ \eta_-\eta_{0+}\varphi_-(\mu)\,\varphi_+(\mu_0) & \eta_-\eta_{-0}\varphi_-(\mu)\,\varphi_-(\mu_0)\end{bmatrix}.$$

Таким образом,

$$\mathbf{S}(\mu, \mu_0) = \begin{vmatrix} \dfrac{\eta_+\eta_{0+}}{(1+\eta_+)(1+\eta_{0+})} \cdot \dfrac{\varphi_+(\mu)\,\varphi_+(\mu_0)}{\left(\dfrac{\mu}{1+\eta_+}+\dfrac{\mu_0}{1+\eta_{0+}}\right)}, & \dfrac{\eta_+\eta_{0-}}{(1+\eta_+)(1+\eta_{0-})} \cdot \dfrac{\varphi_+(\mu)\,\varphi_-(\mu_0)}{\left(\dfrac{\mu}{1+\eta_+}+\dfrac{\mu_0}{1+\eta_{0-}}\right)} \\ \dfrac{\eta_-\eta_{0+}}{(1+\eta_-)(1+\eta_{0+})} \cdot \dfrac{\varphi_-(\mu)\,\varphi_+(\mu_0)}{\left(\dfrac{\mu}{1+\eta_-}+\dfrac{\mu_0}{1+\eta_{0+}}\right)}, & \dfrac{\eta_-\eta_{0-}}{(1+\eta_-)(1+\eta_{0-})} \cdot \dfrac{\varphi_-(\mu)\,\varphi_-(\mu_0)}{\left(\dfrac{\mu}{1+\eta_-}+\dfrac{\mu_0}{1+\eta_{0-}}\right)} \end{vmatrix}. \quad (52)$$

Подставляя (52) в (51), выводим интегральное уравнение для функции $\varphi_+(\mu)$:

$$\varphi_+(\mu) = 1 + (1-\varepsilon) A\varphi_+(\mu) \frac{\mu}{1+\eta_+} \int\limits_{2\pi} \left\{ \frac{\varphi_+(\mu') \dfrac{\eta_+'^2}{1+\eta_+'}}{\dfrac{\mu}{1+\eta_+}+\dfrac{\mu'}{1+\eta_+'}} + \frac{\varphi_-(\mu') \dfrac{\eta_-'^2}{1+\eta_-'}}{\dfrac{\mu}{1+\eta_+}+\dfrac{\mu'}{1+\eta_-'}} \right\} d\omega'. \quad (53)$$

Следовательно,

$$\varphi_+(\mu) = \varphi\left(\frac{\mu}{1+\eta_+}\right); \quad \varphi_-(\mu) = \varphi\left(\frac{\mu}{1+\eta_-}\right).$$

Соотношения (46), (52) и (53) дают решение задачи о диффузном отражении полубесконечной средой.

§ 5. Образование линии поглощения в атмосфере

Уравнения переноса излучения (9) в матричной записи будут

$$\mu \frac{d}{d\tau}\mathbf{I}(\tau) = (\mathbf{1}+\boldsymbol{\eta})\mathbf{I}(\tau) - (1-\varepsilon)\mathbf{A}\boldsymbol{\eta} \int\limits_{4\pi} \mathbf{1}\boldsymbol{\eta}'\mathbf{I}'(\tau)\,d\omega' - \frac{1}{2}(\mathbf{1}+\varepsilon\boldsymbol{\eta})(1+\beta\tau)\mathbf{B}_0, \quad (54)$$

где

$$\mathbf{B}_0 = B_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

Для пояснения дальнейших выводов рассмотрим фиг. 2. Очевидно, что для излучения идущего наружу на оптической глубине $\tau = \tau_1$, под углом $\arccos\mu$ к нормали к поверхности, можно записать соотношение

$$\mathbf{I}(\tau_1, \mu, B_0(1+\beta\tau)) = \mathbf{I}(0, \mu, B_0(1+\beta t) + B_0\beta\tau_1) +$$
$$+ (1-\varepsilon) A \int\limits_{2\pi} \mu'\mathbf{S}(\mu, \mu')\mathbf{I}(\tau, -\mu', B_0(1+\beta\tau))\,d\omega'.$$

Запись в виде

$$\mathbf{I}(\tau, \mu, B_0(1+\beta\tau)) \text{ и } \mathbf{I}(0, \mu, B_0(1+\beta t) + B_0\beta\tau_1)$$

означает, что соответствующие интенсивности относятся к атмосферам с функциями Планка $B_0(1+\beta\tau)$ и $B_0(1+\beta t) + B_0\beta\tau_1$, причем t отсчитывается от поверхности атмосферы.

Но можно записать

$$\mathbf{I}(0, \mu, \beta_0(1+\beta t) + B_0\beta\tau_1) = \mathbf{I}(0, \mu, B_0(1+\beta t)) + \mathbf{I}(0, \mu, B_0\beta\tau_1),$$

следовательно,

$$\mathbf{I}(\tau, \mu) = \mathbf{I}(0, \mu) + \mathbf{I}(0, \mu, B_0\beta\tau_1) + (1-\varepsilon) A \int\limits_{2\pi} \mu' \mathbf{S}(\mu, \mu') \mathbf{I}(\tau, -\mu') d\omega'. \tag{55}$$

Дифференцируя (55) по τ_1 и принимая во внимание

$$\frac{d}{d\tau_1} \mathbf{I}(0, \mu) = 0, \quad \frac{d}{d\tau_1} \mathbf{I}(0, \mu, B_0\beta\tau_1) = \beta \underset{\beta=0}{\mathbf{I}(0, \mu)},$$

получаем

$$\frac{d}{d\tau} \underset{\tau=0}{\mathbf{I}(\tau, \mu)} = \beta \underset{\beta=0}{\mathbf{I}(0, \mu)} + (1-\varepsilon) A \int\limits_{2\pi} \mu' \mathbf{S}(\mu, \mu') \frac{d}{d\tau} \underset{\tau=0}{\mathbf{I}(\tau, -\mu')} d\omega'. \tag{56}$$

Производные, входящие в (56), вычислим, используя (54), имеем

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} \underset{\tau=0}{\mathbf{I}(0, \mu)} &= \frac{(1+\eta)}{\mu} \mathbf{I}(0, \mu) - A(1-\varepsilon) \frac{\eta}{\mu} \mathbf{L} - \frac{(1+\varepsilon\eta)}{\mu} \frac{1}{2} \mathbf{B}_0, \\ \frac{d}{d\tau} \underset{\tau=0}{\mathbf{I}(0, -\mu)} &= (1-\varepsilon) A \frac{\eta}{\mu} \mathbf{L} + \frac{(1+\varepsilon\eta)}{\mu} \frac{1}{2} \mathbf{B}_0, \end{aligned} \tag{57}$$

здесь введено обозначение

$$\mathbf{1} \int\limits_{2\pi} \eta' \mathbf{I}(0, \mu') d\omega' = \int\limits_{2\pi} (\eta_+' I_+(0, \mu') + \eta_-' I_-(0, \mu')) d\omega' \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \mathbf{L}. \tag{58}$$

Подставляя (57) в (56), имеем

$$(\mathbf{1} + \eta) \mathbf{I}(0, \mu) = (1-\varepsilon) A \left(\eta + (1-\varepsilon) A\mu \int\limits_{2\pi} \mathbf{S}(\mu, \mu') \eta' d\omega' \right) \mathbf{L} + \beta\mu \underset{\beta=0}{\mathbf{I}(0, \mu)} +$$
$$+ \left((\mathbf{1} + \varepsilon\eta) + (1-\varepsilon) A\mu \int\limits_{2\pi} \mathbf{S}(\mu, \mu') (\mathbf{1} + \varepsilon\eta) d\omega' \right) \frac{1}{2} \mathbf{B}_0, \tag{59}$$

записывая (51) в виде

$$\eta\varphi\mathbf{L} = \left(\eta + (1-\varepsilon) A\mu \int\limits_{2\pi} \mathbf{S}(\mu, \mu') \eta' d\omega' \right) \mathbf{L} \tag{60}$$

и вводя новые функции

$$f_\pm(\mu) = 1 + (1-\varepsilon) A\mu \int\limits_{\pi} \left(S_{\pm+}(\mu, \mu') + S_{\pm-}(\mu, \mu') \right) d\omega', \tag{61}$$

для которых также можно получить

$$\mathbf{f}\mathbf{B}_0 = \left(\mathbf{E} + (1-\varepsilon) A\mu \int\limits_{2\pi} \mathbf{S}(\mu, \mu') d\omega' \right) \mathbf{B}_0. \tag{62}$$

В (60) и (62) принято

$$\varphi = \begin{bmatrix} \varphi_+ & 0 \\ 0 & \varphi_- \end{bmatrix}, \ \mathbf{f} = \begin{bmatrix} f_+ & 0 \\ 0 & f_- \end{bmatrix}, \ \mathbf{E} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \tag{63}$$

Уравнение (59) преобразуется к виду

$$(\mathbf{1} + \eta) \mathbf{I}(0, \mu) = (1-\varepsilon) A\eta\varphi\mathbf{L} + (\mathbf{f} + \varepsilon\eta\varphi) \frac{1}{2} \mathbf{B}_0 + \beta\mu \underset{\beta=0}{\mathbf{I}(0, \mu)} \tag{64}$$

или

$$(1 + \eta_\pm) I_\pm(0, \mu) = (1-\varepsilon) A\eta_\pm\varphi_\pm L + (f_\pm + \varepsilon\eta_\pm\varphi_\pm) \frac{1}{2} B_0 + \beta\mu \underset{\beta=0}{I_\pm(0, \mu)}, \tag{65}$$

отсюда, используя (58), находим постоянную L

$$L = \frac{B_0}{2}\frac{a+\varepsilon b}{1-(1-\varepsilon)Ab} + \beta\frac{\int\limits_{2\pi}\mu'\left(\frac{\eta'_+}{1+\eta'_+}\underset{\beta=0}{I_+}(0,\mu') + \frac{\eta'_-}{1+\eta'_-}\underset{\beta=0}{I_-}(0,\mu')\right)d\omega'}{1-(1-\varepsilon)Ab}. \quad (66).$$

Здесь введены обозначения:

$$a = \int\limits_{2\pi}\left(\frac{\eta'_+}{1+\eta'_+}f'_+ + \frac{\eta'_-}{1+\eta'_-}f'_-\right)d\omega',\ b = \int\limits_{2\pi}\left(\frac{\eta'^2_+}{1+\eta'_+}\varphi'_+ + \frac{\eta'^2_-}{1+\eta'_-}\varphi'_-\right)d\omega' \quad (67)$$

Определим $\underset{\beta=0}{I_\pm}(0,\mu)$. На основании (65) имеем

$$\underset{\beta=0}{I_\pm}(0,\mu) = (1-\varepsilon)A\frac{\eta_\pm}{1+\eta_\pm}\varphi_\pm\underset{\beta=0}{L} + \frac{1}{2}B_0(f_\pm + \varepsilon\eta_\pm\varphi_\pm)\frac{1}{1+\eta_\mp}.$$

Подставляя сюда (66), получим

$$\underset{\beta=0}{I_\pm}(0,\mu) = \frac{B_0}{2}\left(\varepsilon + (1-\varepsilon)A\frac{a+\varepsilon b}{1-(1-\varepsilon)Ab}\right)\frac{\eta_\pm\varphi_\pm}{1+\eta_\pm} + \frac{B_0}{2}\cdot\frac{f_\pm}{1+\eta_\pm}. \quad (68)$$

Теперь мы можем преобразовать выражение (66) для L следующим образом:

$$L = \frac{B_0}{2}\cdot\frac{a+\varepsilon b}{1-(1-\varepsilon)Ab} + \frac{B_0}{2}\beta\frac{1}{1-(1-\varepsilon)Ab}\times$$
$$\times\left\{\left(\varepsilon + (1-\varepsilon)A\frac{a+\varepsilon b}{1-(1-\varepsilon)Ab}\right)c + d\right\}. \quad (69)$$

Здесь

$$c = \int\limits_{2\pi}\mu'\left(\frac{\eta'^2_+\varphi'_+}{(1+\eta'_+)^2} + \frac{\eta'^2_-\varphi'_-}{(1+\eta'_-)^2}\right)d\omega',\ d = \int\limits_{2\pi}\mu'\left(\frac{\eta'_+f'_+}{(1+\eta'_+)^2} + \frac{\eta'_-f'_-}{(1+\eta'_-)^2}\right)d\omega'. \quad (70)$$

Подставляя (69) в (65), получим выражение для составляющих интенсивности выходящего из атмосферы излучения

$$I_\pm(0,\mu) = \left\{\frac{\varepsilon+(1-\varepsilon)Aa}{1-(1-\varepsilon)Ab} + (1-\varepsilon)Ab\frac{d+c\frac{\varepsilon+(1-\varepsilon)Aa}{1-(1-\varepsilon)Ab}}{1-(1-\varepsilon)Ab}\right\}\frac{B_0}{2}\frac{\eta_\pm\varphi_\pm}{1+\eta_\pm} +$$
$$+\frac{\varepsilon+(1-\varepsilon)Aa}{1-(1-\varepsilon)Ab}\cdot\frac{B_0}{2}\beta\mu\frac{\eta_\pm\varphi_\pm}{(1+\eta_\pm)^2} + \frac{B_0}{2}\left(1+\beta\frac{\mu}{1+\eta_\pm}\right)\frac{f_\pm}{(1+\eta_\pm)}. \quad (71)$$

Можно несколько упростить (71) вместе с формулами (67), (70). Имеем

$$a = \int\limits_{2\pi}\left(\frac{\eta'_+f'_+}{1+\eta'_+} + \frac{\eta'_-f'_-}{1+\eta'_-}\right)d\omega'. \quad (72)$$

Согласно (52) и (61) функции $f_\pm$ записываются

$$f_\pm = 1 + (1-\varepsilon)A\mu\frac{\eta_\pm\varphi_\pm}{(1+\eta_\pm)}\int\limits_{2\pi}\left(\frac{\frac{\eta'_+}{1+\eta'_+}\varphi'_+}{\frac{\mu}{1+\eta_\pm} + \frac{\mu'}{1+\eta'_+}} + \frac{\frac{\eta'_-}{1+\eta'_-}\varphi'_-}{\frac{\mu}{1+\eta_\pm} + \frac{\mu'}{1+\eta'_-}}\right)d\omega'. \quad (73)$$

Подставляя (73) в (72), можно избавиться от функций $f_\pm$ в подынтегральном выражении (72) и привести к виду

$$a = 2\int\limits_{2\pi}\left(\frac{\eta'_+}{1+\eta'_+} + \frac{\eta'_-}{1+\eta'_-}\right)d\omega' - (1-(1-\varepsilon)Ab)\int\limits_{2\pi}\left(\frac{\eta'_+\varphi'_+}{1+\eta'_+} + \frac{\eta'_-\varphi'_-}{1+\eta'_-}\right)d\omega'. \tag{74}$$

Рассмотрим величину b из (67):

$$b = \int\limits_{2\pi}\left(\frac{\eta'^2_+\varphi'_+}{1+\eta'_+} + \frac{\eta'^2_-\varphi'_-}{1+\eta'_-}\right)d\omega'.$$

Подставляя сюда величины $\varphi_\pm$ из (53), можно легко получить квадратное уравнение для величины b

$$(1-\varepsilon)Ab^2 - 2b + 2\int\limits_{2\pi}\left(\frac{\eta'^2_+}{1+\eta'_+} + \frac{\eta'^2_-}{1+\eta'_-}\right)d\omega' = 0.$$

Решая уравнение, получим

$$1-(1-\varepsilon)Ab = +\sqrt{\varepsilon + 2A(1-\varepsilon)\int\limits_{2\pi}\left(\frac{\eta'_+}{1+\eta'_+} + \frac{\eta'_-}{1+\eta'_-}\right)d\omega'}, \tag{75}$$

очевидно, что перед корнем надо взять знак $+$.

Остается преобразовать величину d (70):

$$d = \int\limits_{2\pi}\mu'\left(\frac{\eta'_+f'_+}{(1+\eta'_+)^2} + \frac{\eta'_-f'_-}{(1+\eta'_-)^2}\right)d\omega'. \tag{76}$$

Подставляя (73) в (76) и проведя преобразование подынтегрального выражения, получим

$$d = (1-\varepsilon)A\int\limits_{2\pi}\left(\frac{\eta'_+\varphi'_+}{1+\eta'_+} + \frac{\eta'_-\varphi'_-}{1+\eta'_-}\right)d\omega'\int\limits_{2\pi}\mu''\left(\frac{\eta''^2_+\varphi''_+}{(1+\eta''_+)^2} + \frac{\eta''^2_-\varphi''_-}{(1+\eta''_-)^2}\right)d\omega'' +$$
$$+ (1-(1-\varepsilon)Ab)\int\limits_{2\pi}\mu'\left(\frac{\eta'_+\varphi'_+}{(1+\eta''_+)^2} + \frac{\eta'_-\varphi'_-}{(1+\eta'_+)^2}\right)d\omega'. \tag{77}$$

Вводя обозначения

$$\begin{aligned}
m &= (1-\varepsilon)A\int\limits_{2\pi}\left(\frac{\eta'_+\varphi'_+}{1+\eta'_+} + \frac{\eta'_-\varphi'_-}{1+\eta'_-}\right)d\omega';\\
g &= 1-(1-\varepsilon)Ab = \sqrt{\varepsilon + 2(1-\varepsilon)A\int\limits_{2\pi}\left(\frac{\eta'_+}{1+\eta'_+} + \frac{\eta'_-}{1+\eta'_+}\right)d\omega'};\\
h &= (1-\varepsilon)A\int\limits_{2\pi}\mu'\left(\frac{\eta'_+\varphi'_+}{(1+\eta'_+)^2} + \frac{\eta'_-\varphi'_-}{(1+\eta'_-)^2}\right)d\omega';\\
l &= (1-\varepsilon)A\int\limits_{2\pi}\mu'\left(\frac{\eta'^2_+\varphi'_+}{(1+\eta'_+)^2} + \frac{\eta'^2_-\varphi'_-}{(1+\eta'_-)^2}\right)d\omega',
\end{aligned} \tag{78}$$

можно преобразовать (71), используя (74) — (76), к виду

$$I_\pm(0,\mu) = \frac{B_0}{2}\left\{g - m + \beta(h+l) + \beta(g-m)\frac{\mu}{1+\eta_\pm}\right\}\frac{\eta_\pm\varphi_\pm}{(1+\eta_\pm} +$$
$$+ \frac{B_0}{2}\left(1 + \beta\frac{\mu}{1+\eta_\pm}\right)\frac{f_\pm}{1+\eta_\pm}. \tag{79}$$

В случае чистого поглощения $\varepsilon = 1$, следовательно, $g = 1$, $m = h = l = 0$ и (79) преобразуется к виду

$$I_{\pm}(0, \mu) = \frac{B_0}{2}\left(1 + \beta \frac{\mu}{1+\eta_{\pm}}\right). \tag{80}$$

Если вектор магнитной напряженности поля равен нулю, то (79) должно совпадать с половиной интенсивности излучения, выходящего из среды со сферической индикатрисой рассеивания, см., например, (66) [6]. При $\overline{H} = 0$ имеем

$$\eta_+ = \eta_- = \eta;\ \varphi_+ = \varphi_- = f_+ = f_- = \varphi(\mu);\ A = \frac{1}{8\pi\eta};$$

$$g = \sqrt{\frac{1+\eta\varepsilon}{1+\eta}} = \sqrt{\lambda};\ m = \frac{1-\sqrt{\lambda}}{\eta};\ h = \frac{\alpha_1}{2}\frac{1-\lambda}{\eta(1+\eta)};\ l = \frac{\alpha_1}{2}\frac{1-\lambda}{1+\eta}.$$

Подставляя эти значения в (79), получаем известную формулу

$$I_{\pm}(0, \mu) = \frac{1}{2} I(0, \mu) = \frac{B_0}{2}\beta \frac{\lambda^{3/2}}{1+\varepsilon\eta}\varphi(\mu)\left(\mu + \frac{1+\varepsilon\eta}{\lambda}\cdot\frac{1}{\beta} + \frac{1-\lambda}{2\sqrt{\lambda}}\alpha_1\right). \tag{81}$$

§ 6. Сравнение с теорией образования линий поглощения, развитой В. Е. Степановым

Проведем сравнение нашей теории с теорией Степанова. Различие между ними станет ясным из сравнения уравнений переноса. Степанов решает следующие уравнения переноса [3]:

$$\mu\frac{d}{d\tau} I_{\pm}(\tau, \mu) = (1 + \eta_{\pm}) I_{\pm}(\tau, \mu) - \eta_{\pm}\int_{4\pi} I_{\pm}(\tau, \mu')\frac{d\omega'}{4\pi} - B(T)\frac{1}{2}. \tag{82}$$

Перепишем еще раз полученные выше уравнения переноса (8):

$$\mu\frac{d}{d\tau} I_{\pm}(\tau, \mu) = (1+\eta_{\pm}) I_{\pm}(\tau, \mu) - A\eta_{\pm}\int_{4\pi}(\eta'_+ I'_+ + \eta_- I_-)\, d\omega' - \frac{B(T)}{2}. \tag{83}$$

Сравнивая (82) и (83), видим, что Степанов разделяет уравнения переноса, делая их независимыми. Для этого в уравнении для потоков $I_{\pm}$ в подынтегральном выражении выбрасываются потоки $I_{\mp}$. Затем коэффициенты поглощения в подынтегральном выражении усредняются и, следовательно, происходит замена

$$A\eta_{\pm}\int_{4\pi}\eta'_{\pm} I'_{\pm} d\omega' \to \eta_{\pm}\int_{4\pi} I'_{\pm}\frac{d\omega'}{4\pi}.$$

Однако эти две операции существенно не упрощают решение уравнений (82) по сравнению с (83), так как коэффициенты $\eta_{\pm}$ и $(1+\eta_{\pm})$ в правой части (82) зависят от γ и, следовательно, от μ и φ. Поэтому Степанов считает эти коэффициенты сначала постоянными, тогда уравнения (82) имеют известные решения (81), а затем при построении контуров $r_{\pm}$ подставляется переменная величина $\lambda_{\pm} = \frac{1}{1+\eta_{\pm}}$.

Таким образом, можно ожидать, что контуры линий поглощения, полученные по двум теориям, будут значительно различаться, однако оказывается, что различия не очень велики, правда численное сравнение было проведено лишь для одной величины расщепления линии.

Ниже приводится ряд формул и значение параметров, при которых велись вычисления.

Согласно (2) имеем

$$\eta_{\pm} = \frac{1}{2k}\left(k_l + k_r + \frac{\sin^2\gamma}{2}(2k_p - k_r - k_l) \pm \right.$$

$$\left. \pm \sqrt{\frac{\sin^4\gamma}{4}(2k_p - k_l - k_r)^2 + \cos^2\gamma\,(k_l - k_r)^2}\right).$$

Здесь $k_p(\lambda) = k_l(\lambda + \Delta\lambda_H) = k_r(\lambda - \Delta\lambda_H)$; $\Delta\lambda_H$ — расстояние между крайней и центральной компонентами зеемановского триплета.

В вычислениях полагалось, что

$$\frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D} = v_H = 0{,}4.$$

Оценку соответствующей величины поля можно получить по формуле

$$H = 2{,}2 \cdot 10^{12}\,\frac{v_H \Delta\lambda_D}{\lambda^2 g}.$$

При допплеровской полуширине $\Delta\lambda_D = 0{,}1$ Å, $v_H = 0{,}4$, $\lambda = 5000$ Å, факторе Ланде g, равном 3, величина напряженности магнитного поля H равна 1200 *гс*.

Отношение k_p/k полагалось равным $20H(a, v)$, где $H(a, v)$ бралась из таблиц Гарриса [8] при значении параметра a, равном 0,02. Таким образом, считалось, что отношение коэффициента поглощения в центре линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре равно 20.

При расчете контуров линий прежде всего надо вычислять функции $\varphi(\mu)$. В теории Степанова функция $\varphi(\mu)$ определяется уравнением

$$\varphi(\mu) = 1 + \frac{1}{2}(1 - \lambda_{\pm})\,\varphi(\mu)\,\mu \int_0^1 \frac{\varphi(\mu')}{\mu + \mu'}\,d\mu'$$

по значениям параметра $(1 - \lambda_{\pm})$, функции $\varphi(\mu)$ брались из таблиц Чандрасекара [6].

Соответствующее интегральное уравнение для функций $\varphi_{\pm}(\mu)$ имеет вид

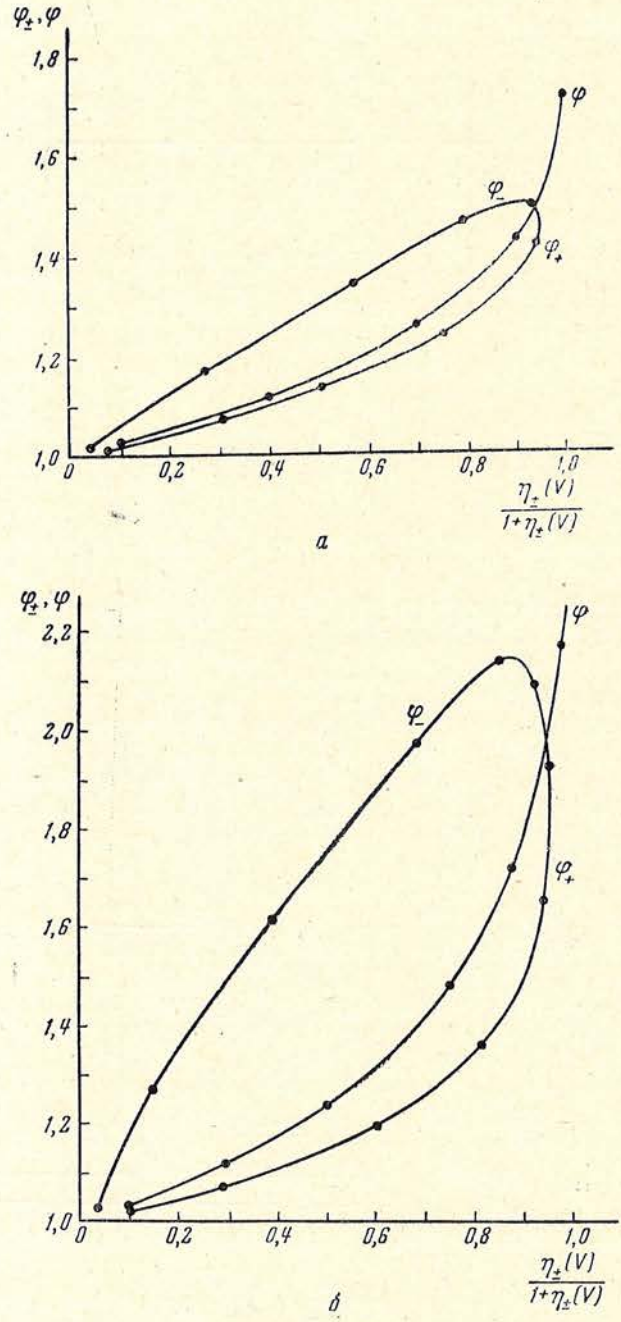
$$\varphi_{\pm}(\mu) = 1 + A\varphi_{\pm}(\mu)\,\frac{\mu}{1+\eta_{\pm}} \int_{2\pi} \left(\frac{\varphi'_{+}\,\dfrac{\eta'^2_{+}}{1+\eta'_{+}}}{\dfrac{\mu}{1+\eta_{\pm}} + \dfrac{\mu'}{1+\eta'_{+}}} + \frac{\varphi'_{-}\,\dfrac{\eta'^2_{-}}{1+\eta'_{-}}}{\dfrac{\mu}{1+\eta_{\pm}} + \dfrac{\mu'}{1+\eta'_{+}}} \right) d\omega',$$

где

$$A^{-1} = \int_4 (\eta'_{+} + \eta'_{-})\,d\omega.$$

Как было показано выше, во втором приближении, для функций $\varphi_{\pm}(\mu)$ справедливо соотношение (32)

$$\varphi_{\pm}(\mu) = \frac{\prod\limits_{i=1}^{2}\left(\dfrac{\mu}{1+\eta_{\pm}} + \dfrac{\mu_i}{1+\eta_{i+}}\right)\left(\dfrac{\mu}{1+\eta_{\pm}} + \dfrac{\mu_i}{1+\eta_{i-}}\right)}{\prod\limits_{i=1}^{2}\dfrac{\mu_i^2}{(1+\eta_{i+})(1+\eta_{i-})}\prod\limits_{\alpha=1}^{4}\left(1 + k_\alpha\dfrac{\mu}{1+\eta_{\pm}}\right)}$$

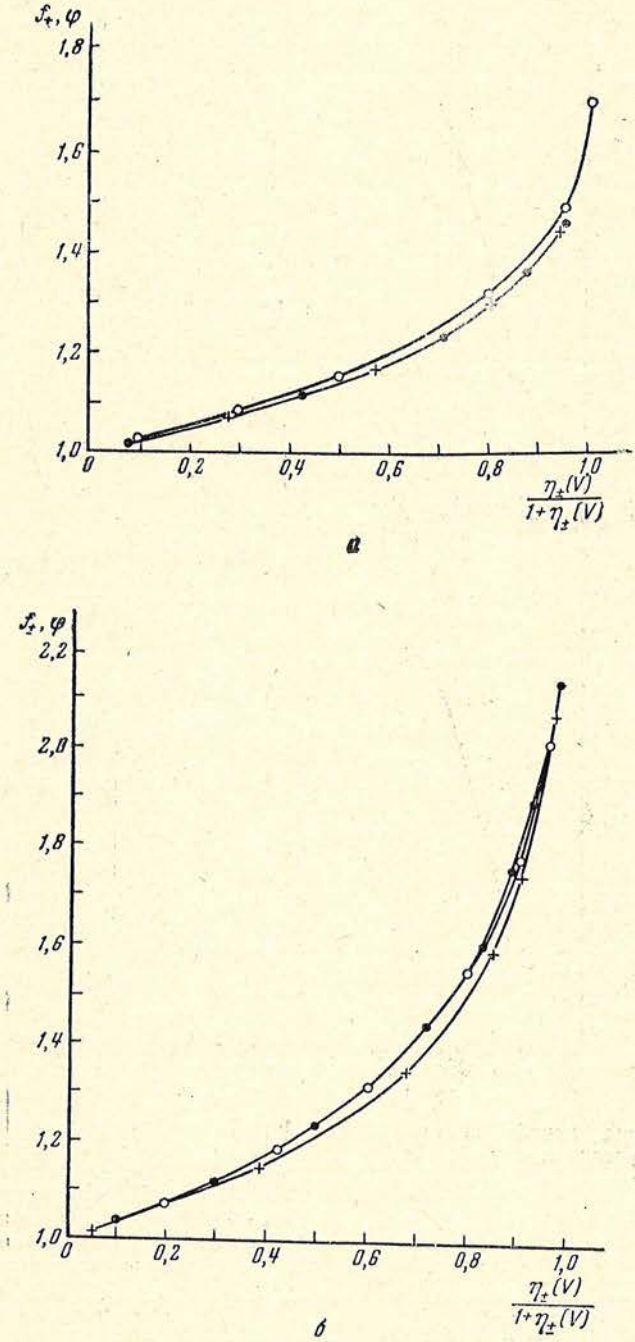


Фиг. 4. Зависимость функций $\varphi_{\pm}, \varphi$ от $\frac{\eta}{1+\eta}$ при $\gamma = 70°$ (*а*) и $\gamma = 30°$ (*б*)

Здесь $\mu_1 = 0{,}34$, $\mu_2 = 0{,}8611$, а k_a являются положительными корнями уравнения

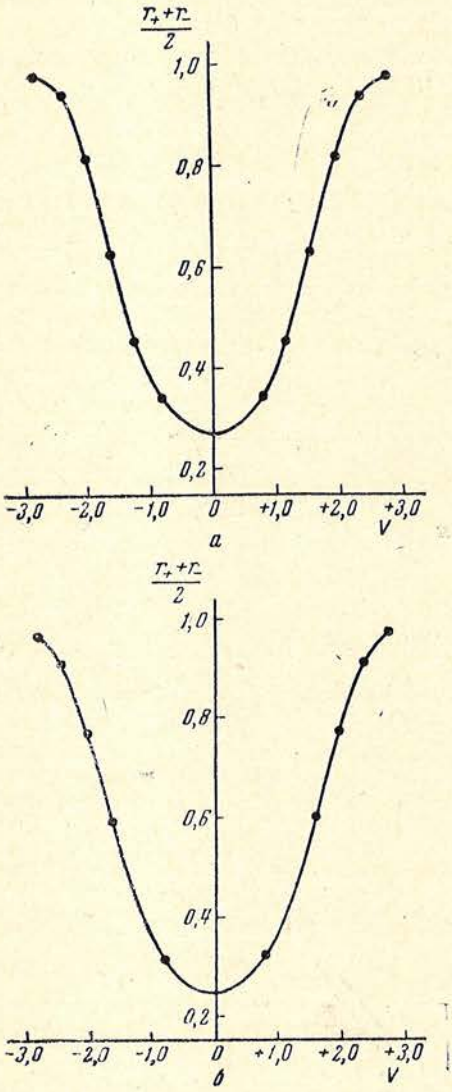
$$1 = 4\pi A \sum_{i=1}^{2} a_i \left(\frac{\frac{\eta_{i+}^2}{1+\eta_{i+}}}{1-k^2 \frac{\mu_i}{1+\eta_{i+}}} + \frac{\frac{\eta_{i-}^2}{1+\eta_{i-}}}{1-k^2 \frac{\mu_i}{1+\eta_{i-}}} \right),$$

где $a_1 = 0{,}6521$; $a_2 = 0{,}3479$.

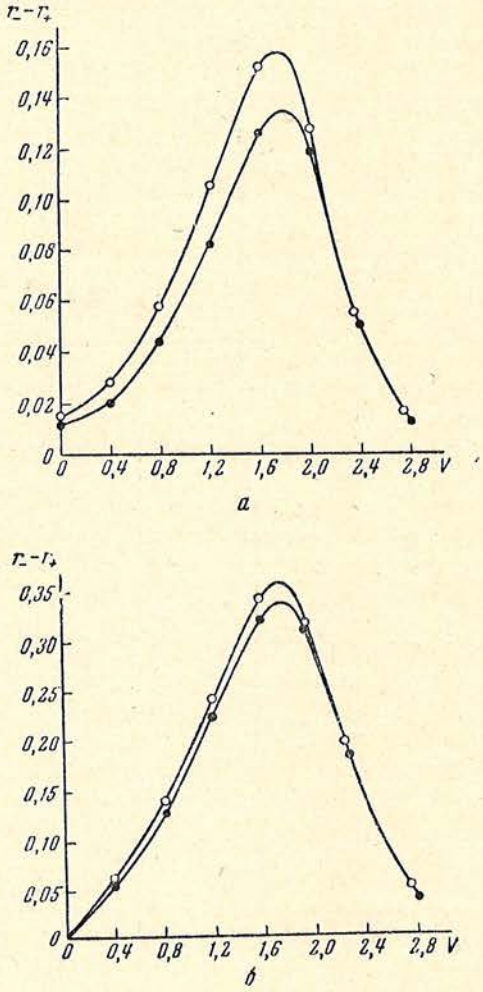


Фиг. 5. Зависимость функций $f_\pm$, φ от $\frac{\eta}{1+\eta}$ при $\gamma = 70°$ (*а*) и $\gamma = 30°$ (*б*);
φ — светлые кружки; f_- — плюсы; f_+ — темные кружки

Поскольку функции $\varphi(\mu)$ непосредственно определяют решение задачи о излучении, выходящем из атмосферы при условии постоянства потока, а также решение задачи о диффузном отражении от полубесконечной атмосферы, представляет некоторый интерес сравнение функций $\varphi(\mu)$, вычисленных согласно способу Степанова, и функций $\varphi_\pm(\mu)$. Результаты вычис-



Фиг. 6. Контуры линий поглощения в полном излучении при $\gamma=70°$ (*а*) и $\gamma=30°$ (*б*)



Фиг. 7. Графики взаимно ортогональных остаточных интенсивностей $r_- - r$ внутри контура спектральной линии при $\gamma=70°$ (*а*) и $\gamma=30°$ (*б*)

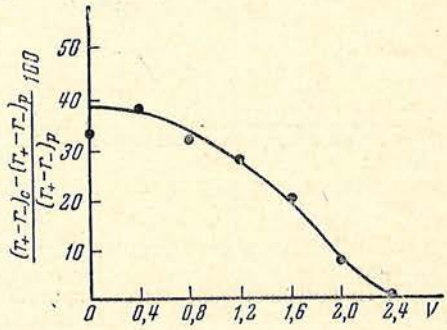
Кривые с темными кружками соответствуют теории автора; кривые со светлыми кружками — упрощенной теории Степанова

лений показаны на фиг. 4. Как видно из приводимых графиков, метод Степанова непригоден для решения этих двух задач.

Было проведено также сравнение функций $f_\pm(\mu)$ с функцией $\varphi(\mu)$. Хотя такое сравнение не имеет прямого физического смысла, однако нужно отметить замечательное совпадение функций $f_\pm(\mu)$ с $\varphi(\mu)$ (см. фиг. 5). Функции $f_\pm(\mu)$ во втором приближении определяются соотношениями

$$f_\pm(\mu)=1+2\pi A\mu\varphi_\pm(\mu)\frac{\eta_\pm}{(1+\eta_\pm)^2}\sum_{i=1}^{2}\left(\frac{\varphi'_{i+}\dfrac{\eta'_{i+}}{1+\eta'_{i+}}}{\dfrac{\mu}{1+\eta_\pm}+\dfrac{\mu'}{1+\eta'_{i+}}}+\frac{\varphi'_{i-}\dfrac{\eta'_{i-}}{1+\eta'_{i-}}}{\dfrac{\mu}{1+\eta_\pm}+\dfrac{\mu'}{1+\eta'_{i-}}}\right)a_i.$$

На основании проведенного сравнения функций $\varphi_{\pm}(\mu)$ с функцией $\varphi(\mu)$ можно было ожидать, что и контур линии поглощения в задаче об образовании линии поглощения в солнечных пятнах будет в приближении, применяемом Степановым, довольно неточным, однако здесь дело обстоит значительно лучше. Рассматривая фиг. 6, мы видим, что их величина остаточной интенсивности в общем потоке $\frac{1}{2}(r_{+}+r_{-})$ не зависит от принятой теории. Разность остаточных интенсивностей $r_{-}-r_{+}$ нанесена на фиг. 7; здесь влияние выбора теории больше и тем значительнее, чем больше наклон выходящего луча к поверхности атмосферы. Фиг. 8 показывает, что в центре линии различие может достигать 38%.



Фиг. 8. Отклонение (в %) величин разностей взаимно ортогональных интенсивностей $r_{-}-r_{+}$, вычисленных по теории Степанова, от соответствующих величин, вычисленных по теории автора, для частот, лежащих внутри контура линии и при $\gamma = 70°$

Выводы

Рассматривалось образование резонансных линий с нерасщепленным верхним уровнем в магнитном поле солнечных пятен для полубесконечной модели атмосферы пятна. При этом оказались применимы все методы решения аналогичных задач для неполяризованного излучения, развитые Амбарцумяном, Чандрасекаром и Соболевым. Это позволяет надеяться, что и ряд других задач образования линии с нерасщепленным в магнитном поле верхним уровнем решаются уже известными методами.

Вопрос о применимости существующих методов к линиям с $j_{в} \neq 0$ не рассматривался.

Проведено предварительное численное сравнение развитой здесь точной теории с упрощенной теорией образования линий поглощения, предложенной Степановым. Различия оказались не больше 40% в разности интенсивностей взаимно ортогональных составляющих выходящего из атмосферы излучения. В интенсивностях полного излучения обе теории дают одинаковые результаты.

22 мая 1962 г.

Литература

1. W. Unno. Publ. Astron. Soc. Japan, **8**, 108, 1956.
2. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **18**, 136, 1958.
3. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **19**, 20, 1958.
4. В. Е. Степанов. Астрон. ж., **37**, 4, 631, 1960.
5. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **27**, 140, 1962.
6. С. Чандрасекар. Перенос лучистой энергии. ИЛ, 1953.
7. В. В. Соболев. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, 1956.
8. D. L. Harris. Astrophys. J., 108, 112, 1948.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫСОТ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

С. О. Обашев

На основе изучения распределения высот солнечных протуберанцев было установлено, что:

1. Преимущественно высота протуберанцев равна $2{,}7 \cdot 10^4$ *км*. Ниже и выше этой высоты частота встречаемости их резко уменьшается.
2. Преимущественно высота почти не изменяется с фазой цикла солнечной активности в пределах гелиографической широты 20—60° [4].
3. Преимущественная высота не изменяется с гелиографической широтой.
4. Наблюдаемое распределение высот протуберанцев соответствует распределению Пирсона (тип III).

Рассмотрены возможные пути, могущие привести к наличию преимущественных высот в распределении солнечных протуберанцев.

HEIGHT DISTRIBUTION OF SOLAR PROMINENCES, by *S. O. Obashev*.— On the basis of a study of the height distribution of solar prominences it is found that:

1. The prominences have a preferential height, which is equal to $2{,}7 \times 10^4$ km. The frequency occurrence on both sides of this value decreases sharply.
2. The preferential height varies only very slightly with the phase of the cycle of solar activity within the limits of the heliographic latitude 20—60° [4].
3. The preferential height does not vary with heliographic latitude.
4. The observed height distribution of prominences corresponds to the Pearson distribution (type III).

Different causes which could lead to a preferential height in the distribution of solar prominences are discussed.

Наблюдаемые высоты солнечных протуберанцев изменяются в очень широких пределах. Согласно исследованиям [1, 2], высота протуберанцев меняется от 10^4 до $2 \cdot 10^5$ *км*. Средняя высота лежит в пределах $(4 \div 5) \cdot 10^4$ *км*.

Д. Биллингс и К. Кобер [3] в результате обработки большого количества материалов обнаружили, что протуберанцы наиболее часто встречаются между высотами $2{,}7 \cdot 10^4$ и $3{,}6 \cdot 10^4$ *км*.

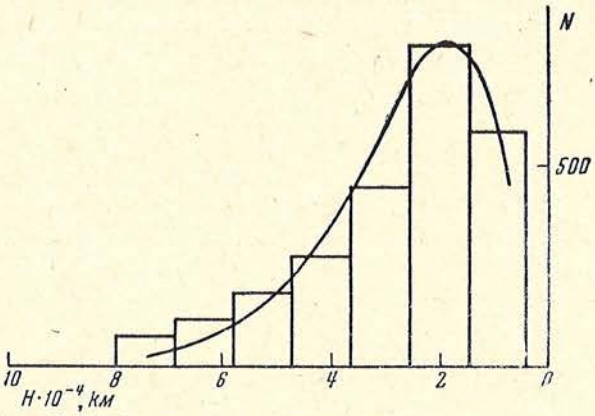
Вопрос распределения высот протуберанцев рассматривался в недавней работе [4]. В пределах высоты от $1{,}5 \cdot 10^4$ до $1{,}6 \cdot 10^5$ *км* наблюдаемое число протуберанцев для всего цикла (1923—1933 гг.), согласно [4], выражается функцией $\lg N = -(0{,}016\ h - 2)$, где N — число протуберанцев, выраженное в процентах; h — высота в километрах.

Предметом настоящей работы является изучение распределения высот протуберанцев по материалам, полученным на коронографе Крымской астрофизической обсерватории в течение периода 1956—1957 гг. (обработано 500 протуберанцев) и по данным бюллетеня «Солнечные данные» за 1955—1956 гг.

§ 1. Данные наблюдений и кривая распределения высот

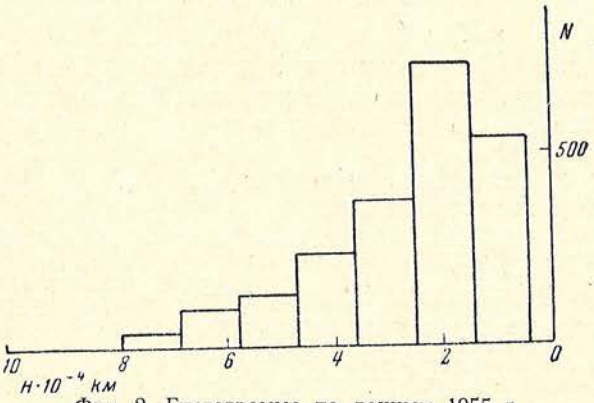
Наблюдаемое число протуберанцев анализируется с интервалом высот 15″ (6—20″, 21—35″, 36—50″,...).

На фиг. 1—3 приведены гистограммы, которые показывают изменение числа протуберанцев с высотой. Как видно из гистограмм, существует определенное значение высоты, где наиболее часто встречаются протуберанцы. Частота встречаемости протуберанцев выше и ниже этой высоты быстро уменьшается. Наблюдаемая преимущественная высота равна $2 \cdot 10^4$ *км*.



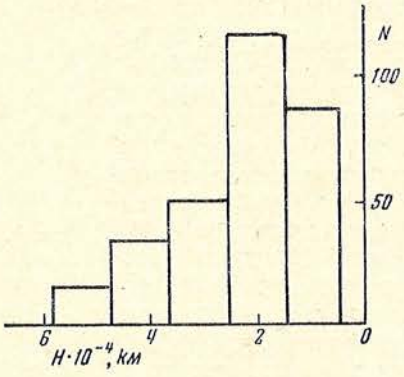
Фиг. 1. Гистограмма, показывающая наблюдаемое число протуберанцев с высотой (1956 г.)

Преимущественная высота (наши данные относятся к восходящей ветви солнечного цикла) почти не меняется. Независимость максимальной высоты протуберанцев от фазы цикла солнечной активности также следует из данных [4] в пределах гелиографической широты 20—60°.



Фиг. 2. Гистограмма по данным 1955 г.

На фиг. 4 показана усредненная кривая изменения числа протуберанцев по нашим данным и по данным [4], усредненным за те же периоды цикла. Как показывает график, кривые почти совпадают и имеют максимум высоты на расстоянии $2 \cdot 10^4$ *км* от хромосферы. С фазой цикла солнечной активности, по-видимому, меняется только общее число протуберанцев, а распределение их по высоте остается постоянным.



Фиг. 3. Гистограмма по данным 1956—1957 гг.

Гистограммы, показывающие наблюдаемые изменения числа N протуберанцев с высотой, хорошо описываются функцией

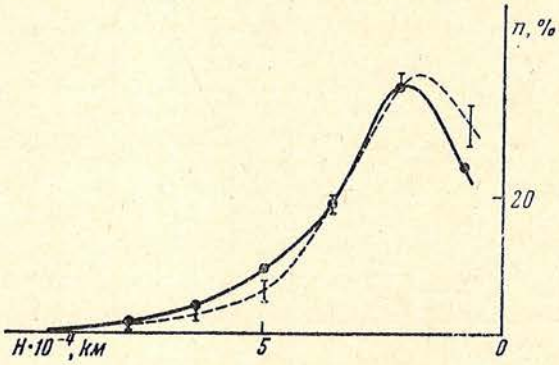
$$N = CH^{\alpha}e^{-\gamma H}, \qquad (1)$$

т. е. наблюдаемое распределение соответствует распределению Пирсона (тип III [5]), где H — наблюдаемая высота; α и γ — численные параметры.

Кривая, выражаемая функцией (1), показана на фиг. 1 при $\alpha = 1{,}96$, $\gamma = 7{,}96$.

§ 2. Распределение высот протуберанцев по гелиографической широте

В таблице показано число протуберанцев для разных высот и гелиографических широт для двух интервалов времени. Как видно из таблицы, распределение протуберанцев по высоте почти не зависит от широты. Во всех широтах (если исключить полярные области) максимум соответствует указанной выше высоте.



Фиг. 4. Усредненное распределение высот за 1955—1957 гг. (кружки) и по данным [4] за 1924—1927 гг.

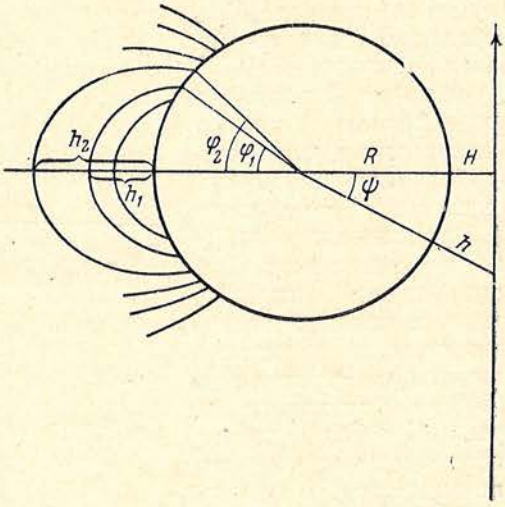
§ 3. Эффект проекции

Протуберанцы, которые мы наблюдаем, принимают всевозможные положения относительно картинной плоскости и края Солнца. Когда они занимают промежуточные положения, мы регистрируем только составляющую высоты (H) в картинной плоскости, тогда как действительная высота — h (фиг. 5, правая половина).

Наблюдаемая высота с h связана соотношением

$$H = h\cos\psi - R_{\odot}(1-\cos\psi), \quad (2)$$

где $R_{\odot}$ — радиус Солнца; ψ — угол между двумя плоскостями (картинной и плоскостью, проходящей через протуберанец).



Фиг. 5. К пояснению проекции высот протуберанцев и увеличению высоты с гелиографической широтой при наличии общего магнитного поля Солнца

Гистограммы (см. фиг. 1—3) построены без учета широты протуберанцев. Поэтому в дальнейших расчетах мы не будем учитывать широты появления протуберанцев, т. е. будем считать, что все протуберанцы, которые мы наблюдаем, как бы находятся на одной фиксированной широте (безразлично на какой). Такое допущение оправдывается тем, что распределение по высоте, как было показано выше, не зависит от гелиографической широты. Солнечные протуберанцы по продолжительности существования распадаются на два класса. Протуберанцы с большой продолжительностью существования — спокойные и протуберанцы с малой продолжительностью жизни — включающие все остальные виды.

Вследствие вращения Солнца спокойные протуберанцы могут регистрироваться несколько раз. Чтобы выяснить вопрос, не нарушает ли повторная регистрация наблюдаемое распределение, был обработан материал одного года. При этом спокойные протуберанцы входили один раз с максимальной высотой. Гистограмма, построенная этим методом,

показала, что положение преимущественной высоты не меняется. Протуберанцы второго класса вообще не нарушают распределение, так как продолжительность их жизни очень мала.

Допустим, что число протуберанцев в единичном интервале долгот N и количество протуберанцев в пределах высоты от h до $h + dh$ равно

$$Nf(h)\,dh, \tag{3}$$

где $f(h)$ — действительная функция распределения высоты протуберанцев.

Тогда число протуберанцев в пределах угла $d\psi$ будет

$$Nf(h)\,dh\,d\psi. \tag{4}$$

Изменение истинной высоты при $\psi = \text{const}$ приводит к изменению наблюдаемой высоты (H). Дифференцируя соотношение (2), будем иметь

$$dh = \frac{dH}{\cos\psi} = dH \sec\psi. \tag{5}$$

Подставляя (5) в (4), получим

$$Nf(h)\,dH \sec\psi\,d\psi. \tag{6}$$

Отсюда наблюдаемое число протуберанцев в пределах высоты от H до $H + dH$ в картинной плоскости

$$F(H)dH = 2N\,dH \int_0^{\pi/2} f(h) \sec\psi\,d\psi. \tag{7}$$

Соотношение (2) можем представить в виде

$$H = (h + R_\odot)\cos\psi - R_\odot, \tag{2'}$$

и тогда изменение наблюдаемой высоты за счет изменения угла будет

$$dH = (h + R_\odot)\sin\psi\,d\psi \tag{8}$$

или

$$\frac{dh}{\sec\psi} = (h + R_\odot)\sin\psi\,d\psi. \tag{9}$$

Отсюда

$$\sec\psi\,d\psi = dh/\sqrt{(h + H + 2R_\odot)(h - H)}. \tag{10}$$

Подставляя значение (10) в (7), получим

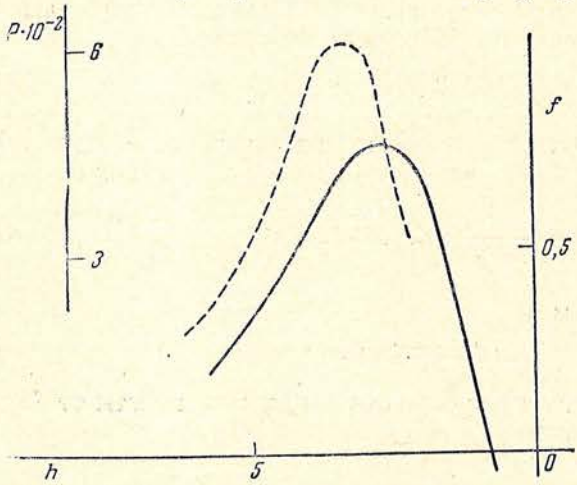
$$F(H) = C\int_H^\infty \frac{f(h)\,dh}{\sqrt{(h + H + 2R_\odot)(h - H)}}. \tag{11}$$

Это интегральное уравнение можно упростить, принимая во внимание, что высота большинства протуберанцев мала по сравнению с радиусом Солнца, т. е. $2R_\odot \gg h + H$. Следовательно,

$$F(H) = C'\int_H^\infty \frac{f(h)\,dh}{\sqrt{h - H}}. \tag{12}$$

Для того чтобы решить это интегральное уравнение Абеля, мы должны наблюдаемое распределение представить в виде определенной функции в пределах наблюдаемой высоты.

Наблюдаемое распределение, как было показано выше, соответствует распределению Пирсона (1). Как показывают наблюдения, общее число протуберанцев, имеющих большие высоты, составляет меньше одного процента. Поэтому можно считать, что функция (1) описывает наблюдаемое распределение высот протуберанцев с достаточной точностью. Предельная высота, где функция (1) имеет нулевое значение, равна 10^{10} *км*.



Фиг. 6. Распределение высот протуберанцев (сплошная кривая) и изменение кинетического давления с расстоянием (штриховая кривая)

Решение интегрального уравнения Абеля (12) дается формулой

$$C' f(h) = -\int_H^\infty \frac{F'(H)}{\sqrt{h-H}} dh. \quad (13)$$

Формулы (13) и (1) дают возможность из наблюдений найти действительное распределение.

На фиг. 6 (правая шкала и сплошная кривая) приведена кривая распределения, исправленная за эффект проекции. Из этого графика следует, что действительная максимальная высота протуберанцев равна.

$$h_{\max} = 2{,}7 \cdot 10^4 \text{ км}. \quad (14)$$

Теперь рассмотрим вопрос, чем вызвано наличие высоты (14) в распределении высот протуберанцев.

§ 4. Максимальная высота протуберанцев и магнитное поле

На основе изучения кинематографических снимков протуберанцев было установлено, что в динамике протуберанцев существенную роль играют электромагнитные силы [6]. Другие силы — гравитационные и лучевое давление,— как было показано в [7], играют второстепенную роль. Гравитационные силы, возможно, действуют только в спокойной стадии протуберанцев; в процессе развития протуберанцев эти силы не проявляются.

При рассмотрении вопроса необходимо учесть следующие обстоятельства.

1) Движение ленточных потоков, отдельных узлов и целых протуберанцев происходит в большинстве случаев вдоль определенных и фиксированных в пространстве траекторий, напоминающих в первом приближении силовые линии магнитного поля локальных образований.

2) Движение протуберанцев типа солнечных пятен происходит по определенным траекториям относительно области, занимаемой солнечными пятнами.

3) Поляризация спорадической компоненты радиоизлучения [8] и изменение направления круговой поляризации также говорят о суще-

ствовании магнитного поля в области короны, которое действует не только на движение корональной материи, но и на движение протуберанцев.

4) В ряде работ [9—11] проводится идея о том, что спокойные протуберанцы поддерживаются магнитным полем против сил гравитации.

Все это свидетельствует о том, что не только динамика, но и стационарное существование и, возможно, наблюдаемые высоты протуберанцев связаны с силами электромагнитной природы.

Магнитное поле, которое регулирует высоту и динамику протуберанцев, возможно, является или общим полем Солнца, или полем локальных образований: пятна или так называемые скрытые пятна (центр притяжения).

Сразу же заметим, что общее магнитное поле Солнца не оказывает влияния на распределение высот протуберанцев. Фиг. 5 (левая часть) показывает, что если Солнце обладает магнитным полем дипольного характера, то высота протуберанцев увеличивалась бы с гелиографической широтой (стационарные движения поперек поля невозможны), т. е. $h_2 > h_1$ при $\varphi_2 > \varphi_1$. Однако широтное распределение, приведенное в табл., не показывает такого эффекта.

Широта	Число протуберанцев на высотах						Общее число
	0—20″	21—40″	41—60″	61—80″	81—100″	101—120″	
0—10°	34	75	49	29	10	3	200
11—20	58	88	48	23	12	3	232
21—30	82	106	47	23	12	9	280
31—40	80	129	56	53	24	6	348
41—50	70	130	71	52	11	11	345
51—60	39	51	27	14	3	—	134
61—70	11	15	3	2	1	—	32
71—80	8	3	—	—	—	—	11
81—90	6	—	—	—	—	—	6
Общее число	388	594	301	196	74	32	1588

Широта	Число протуберанцев на высотах						Общее число
	0—20″	21—40″	41—60″	61—80″	81—100″	101—120″	
0—10°	36	87	47	37	13	6	226
11—20	66	100	50	41	17	10	286
21—30	81	100	58	44	15	9	307
31—40	77	90	53	30	16	9	275
41—50	65	103	66	35	17	9	295
51—60	70	109	58	43	20	15	315
61—70	21	40	27	18	2	—	108
71—80	3	7	3	—	—	—	14
81—90	8	4	1	—	—	—	13
Общее число	427	642	363	249	90	58	1839

В большинстве случаев протуберанцы ассоциируются с солнечными пятнами, которые обладают сильными магнитными полями. Регулирование движения протуберанцев и их высоты возможно тогда, когда плотность магнитной энергии полей этих образований намного больше кинетической энергии движения, т. е.

$$\frac{1}{8\pi} H^2 \gg \frac{1}{2} \rho v^2, \qquad (15)$$

где H — напряженность магнитного поля; ρ — плотность, v — скорость движения.

Напряженность магнитного поля над фотосферой для пятна можно представить в идеальном случае как поле диполя

$$H = \frac{2\mu}{r^3}, \tag{16}$$

где μ — магнитный момент пятна; $r = kh$; h — высота протуберанца, движение которого регулируется магнитным полем пятна с моментом μ.

Для грубой оценки примем, что $r = h$. Тогда

$$\mu \gg \sqrt{\rho v^2 h^6}. \tag{17}$$

Если принять для плотности ρ и скорости v движения протуберанцев значения

$$\rho = 2 \cdot 10^{-14} \ г/см^3; \ v \approx 5 \cdot 10^6 \ см/сек, \tag{18}$$

а также $h = h_{max} = 2{,}7 \times 10^4$ *км*, то находим

$$\mu \gg 2 \cdot 10^{28} \ гс \cdot см^3. \tag{19}$$

Согласно недавнему исследованию В. Бумбы [12], выполненному в Крымской астрофизической обсерватории, магнитный момент пятен колеблется в пределах от 10^{27} до 10^{30} $гс \cdot см^3$ и поле отдельных пятен аппроксимируется полем диполя.

§ 5. Максимальная высота протуберанцев и корона

Рассмотрим теперь наличие максимальной высоты протуберанцев с точки зрения солнечной короны, находящейся в гидростатическом равновесии.

Обнаруженная преимущественная высота протуберанцев может быть (если, конечно, выключить действие магнитного поля) обусловлена наличием в короне какого-то слоя, который как бы задерживает протуберанцы или они задерживаются на этом слое.

Из радиооптических данных следует, что в нижней короне кинетическое давление растет наружу [13]. С другой стороны, известно, что максимальное свечение короны в отдельных монохроматических линиях высокоионизованных атомов наблюдается в окрестности $3 \cdot 10^4$ *км* [14].

Считая, что кинетическое давление верхней хромосферы и в нижней короне определяется ионизованным водородом, можно найти изменение давления с расстоянием

$$P = 2nkT_e, \tag{20}$$

где n — плотность электронов или ионов, являющаяся функцией расстояния; k — постоянная Больцмана; T_e — электронная температура.

На фиг. 6 (штриховая линия) приведено изменение давления в пределах расстояния от 10^4 до $7 \cdot 10^4$ *км* [15]. Высота, где давление максимально, почти совпадает с h_{max} протуберанцев. Кроме того, изменение P с расстоянием имеет такой же ход, какой имеет распределение протуберанцев с высотой.

Итак, в области короны существует слой, который, возможно, служит своеобразной «стенкой», от которой протуберанцы, имеющие малые скорости, будут как бы отражаться. Протуберанцы, обладающие большой скоростью, могут пробить этот слой и при падении обратно на поверхность Солнца могут задержаться на этом слое.

Заключение

На основе обработки материала наблюдений было установлено наличие преимущественных высот протуберанцев. Эта высота, исправленная за эффект проекции, равна $2{,}7 \cdot 10^4$ *км*. Величина h_{max} не меняется с фазой цикла солнечной активности и с гелиографической широтой.

Рассмотрены возможные объяснения наличия преимущественных высот протуберанцев как с точки зрения существования магнитного поля локальных образований, так и с точки зрения коронального слоя. Однако сейчас трудно сделать выбор между этими двумя факторами. С другой стороны, наблюдаемое распределение высот солнечных протуберанцев может быть также связано с теми специфическими процессами, которые сопровождают появление самих протуберанцев и которые нам еще не вполне ясны.

В заключение мне хотелось бы выразить искреннюю благодарность члену-корр. АН СССР А. Б. Северному за предоставление материалов и возможности для выполнения исследований протуберанцев в Крымской астрофизической обсерватории.

12 мая 1962 г.

Литература

1. E. Pettit. Astrophys. J., **76**, 9, 1932.
2. L. and M. D'Azambuja. Ann. Observ. Meudon, 1948.
3. D. Billings a. C. Kober. Astron. J., **62**, 242, 1957.
4. R. Ananthakrishnen. Astrophys. J., **132**, 1961.
5. В. И. Романовский. Математическая статистика, кн. I. Изд. АН УзбССР, 1961.
6. А. Б. Северный. Докл. АН СССР, **82**, 1, 1952.
7. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949.
8. И. С. Шкловский. Физика солнечной короны. Физматгиз, 1962.
9. D. Menzel. Report of Conference on the dynamics of ionised media, London, 1951.
10. I. Dydgey. Montnly Notices Roy. Astron. Soc., **113**, 1953.
11. R. Kippenhahn a. A. Schlüter. Z. Astrophys., **43**, 36, 1957.
12. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс., **21**, 1960.
13. H. Piddington. Astrophys. J., **119**, 1954.
14. Солнце. Под ред. Дж. Койпера. ИЛ, 1957.
15. Y. Ohman. Ark. astron., **2**, 1957.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

О ШИРИНЕ КОРПУСКУЛЯРНЫХ ПОТОКОВ, ОТВЕТСТВЕННЫХ ЗА СУТОЧНЫЙ ЭФФЕКТ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

А. А. Степанян

Показано, что зависимость амплитуды суточной вариации космических лучей от угла прихода частиц с плоскостью эклиптики может быть объяснена, если предположить большую угловую ширину корпускулярных потоков в меридиональной плоскости Солнца.

ON THE WIDTH OF CORPUSCULAR STREAMS RESPONSIBLE FOR THE DIURNAL EFFECT IN COSMIC RAYS, by *A. A. Stepanyan.*— It is shown that the dependence between the amplitude of diurnal variations of cosmic rays and the angle of particle inflow to the ecliptic plane can be explained, if a large angular width of the corpuscular stream in the meridional plane of the sun is assumed.

Введение

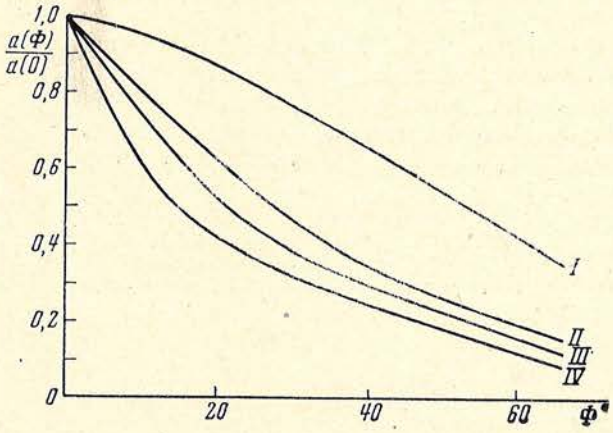
Известно, что интенсивность космических лучей подвержена суточным вариациям. Детальный анализ суточных вариаций проведен Л. И. Дорманом [1]. Показано, что спектр суточных вариаций может быть представлен в виде

$$\frac{\delta D(\varepsilon)}{D(\varepsilon)} = \begin{cases} 0 \text{ при } \varepsilon < \varepsilon_1, \\ a\varepsilon^{-1} \text{ при } \varepsilon > \varepsilon_1. \end{cases}$$

Здесь $D(\varepsilon)$ — первичный дифференциальный спектр; ε_1 обычно порядка *7 Бэв*; a — «мощность источника» суточных вариаций обычно равна 0,14 *Бэв*.

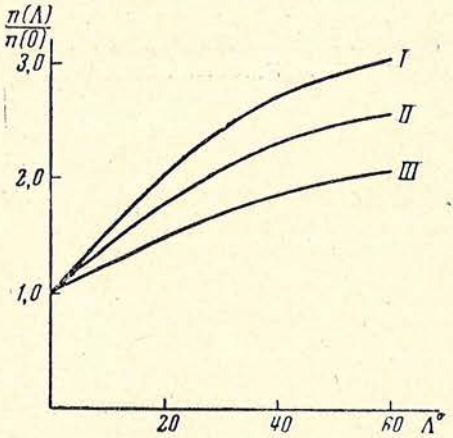
В [1] также показано, что «мощность источника» зависит от среднего угла φ между направлением прихода частиц и плоскостью эклиптики. Там же приводится зависимость $a=a(\Phi)$, полученная из данных наблюдений. Дается следующее теоретическое объяснение суточной вариации. Частицы большой энергии, проходящие через корпускулярный поток, идущий от Солнца, испытывают действие электрического поля напряженности $\mathbf{E}=\frac{1}{c}[\mathbf{v}\times\mathbf{H}]$, где $\mathbf{v}$ — скорость движения корпускулярного потока; $\mathbf{H}$ — регулярное магнитное поле, вмороженное в поток. В зависимости от направления движения частиц относительно электрического поля они могут как терять, так и приобретать энергию. Вследствие этого и изменяется интенсивность космических лучей, измеренная наземными установками. Наличие нижнего предела энергии для частиц, подвергающихся вариациям, в [1] объясняется действием регулярного магнитного поля корпускулярного потока. Считается, что при малых энергиях радиус кривизны траектории частиц меньше поперечных размеров потока и они отражаются от него, не изменяя своей энергии.

(По представлениям, развитым в [1], корпускулярные потоки испускаются в радиальном направлении от Солнца и имеют небольшую ($\lesssim 30°$) угловую ширину.) Вероятность того, что частицы космического излучения, двигаясь к Земле под углом Ф к плоскости эклиптики, пересекли корпускулярный поток, и определяет зависимость «мощности источника» от угла Ф.



Фиг. 1. Функция «мощности источника» $a=a$ (Ф)

I — данные наблюдений; *II—IV* — теоретические кривые из [1]; *II* — для угловой ширины потока 30°, *III*—15°, *IV*—8°



Фиг. 2. Зависимость числа потока n от гелиошироты λ, полученная в [1]

I — кривая в случае потоков шириной в 8°, *II* — 15°, *III* — 80°

В [1] приведены теоретические расчеты в предположении независимости числа испускаемых потоков от гелиошироты при различных угловых ширинах потоков (фиг. 1). Из сравнения теоретической кривой с данными наблюдений делается вывод о росте числа испускаемых Солнцем потоков от широты. Эта зависимость, полученная в [1], приведена на фиг. 2.

Однако вся совокупность астрофизических данных противоречит такой зависимости. Можно предложить другое объяснение зависимости «мощности источника» суточных вариаций от угла Ф, которое не противоречит астрофизическим данным. Оно заключается в следующем. Корпускулярные потоки, ответственные за возникновение суточных вариаций космических лучей, испускаются не радиально, а имеют большую угловую ширину в меридиональной плоскости Солнца. Поэтому некоторым различием в широте испускания потока на Солнце можно пренебречь. Ниже приводится расчет зависимости «мощности источника» от угла Ф в этом случае.

§ 1. Вычисление функции «мощности источника» суточной вариации

Для удобства расчетов предполагается, что корпускулярный поток можно представить в виде тонкого листа, плоскость которого перпендикулярна плоскости эклиптики и представляет собой сектор с бесконечным радиусом и с центром O на Солнце (фиг. 3).

Угол раствора сектора 2 μ, место расположения Земли обозначено буквой T, φ — угол между плоскостью сектора и линией Земля — Солнце.

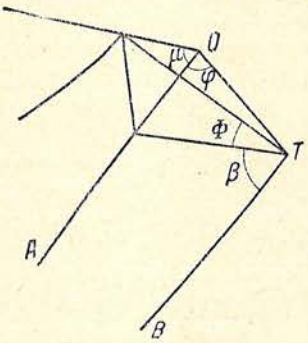
Если теперь провести коническую поверхность с вершиной в точке T, образующие которой всюду расположены под углом Ф к плоскости эклиптики, то часть этой конической поверхности будет пересекаться с сектором. Угол β ($TB \| OA$) в проекции на плоскость эклиптики, в

котором происходит пересечение этих двух поверхностей, мы назовем «улом видения» потока.

Простое рассмотрение приводит к следующему выражению для этого угла:

$$\beta = \frac{\pi}{2} - \varphi + \arccos\left(\sin\varphi \frac{\operatorname{tg}\Phi}{\operatorname{tg}\mu}\right).$$

Среднее значение β для всех φ в интервале от 0 до π дает нам зависимость мощности источника суточной вариации от угла Φ. При этом в отличие от [1] мы не предполагаем, что изменение энергии частиц при прохождении корпускулярного потока зависит от угла Φ. Интеграл



Фиг. 3. Схематическое изображение потока для вычисления функций $a(\Phi)$

$$\bar{\beta} = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} \beta d\varphi = \frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} \arccos\left(\sin\varphi \frac{\operatorname{tg}\Phi}{\operatorname{tg}\mu}\right) d\varphi$$

находился численным интегрированием при различных параметрах $a = \frac{\operatorname{tg}\Phi}{\operatorname{tg}\mu}$. Значения этого интеграла приведены в первой строке таблицы.

При заданном угле μ и различных параметрах a получаются различные углы Φ, соответствующие данному значению $\bar{\beta}$. Значения Φ приведены в строках 2—4.

μ, *град*	$\bar{\beta}$, *град*								
	87	80	72	61	45	27	17	10	0,3
30	3	9	15	22	30	40	51	65	81
45	5	15	25	35	45	55	65	75	85
60	9	25	39	50	60	68	75	81	87

Следует отметить, что принятая нами схема потока является грубым приближением. Однако нам важно установить лишь общий ход зависимости $a(\Phi)$.

§ 2. Сравнение с данными наблюдений

Прежде чем переходить к сравнению расчетов с экспериментальными данными, отметим, что в [1] не учтено одно обстоятельство.

Дело в том, что положение Солнца относительно плоскости земного экватора (склонение Солнца) непрерывно меняется в течение года. В расчетах Л. И. Дормана, по нашему мнению, следовало бы провести усреднение по всем возможным углам склонения.

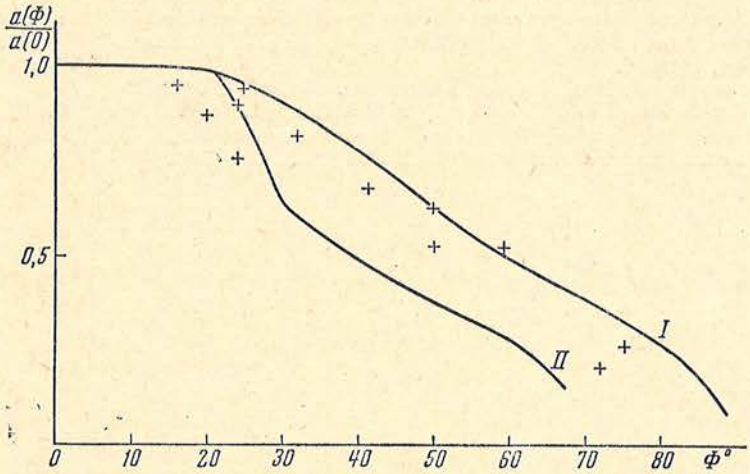
Такое усреднение привело бы к существенному «размазыванию» функции $a(\Phi)$. Поскольку нам важен лишь общий ход зависимости, то кривая из [1] (см. фиг. 1) преобразована следующим образом. В качестве значения функции $a(\Phi)$ бралось среднее значение для пяти углов: Φ, $\Phi \pm 10°$ и $\Phi \pm 20°$. Чтобы не входить в противоречие с астрофизическими данными, введен верхний предел для гелиографической широты испускания Солнцем корпускулярных потоков: $\pm 45°$.

На фиг. 4 представлена полученная таким образом «размазанная» кривая для угловой ширины потока 30°. Там же приведены значения

функции $a(\Phi)$, полученные из наблюдений в [2]. Видно, что на больших широтах, т. е. при больших углах Φ, согласие расчетов, сделанных в [1], с данными наблюдений неудовлетворительное.

Возникает мысль, что предположение о большой угловой ширине потоков в меридиональной плоскости Солнца, ответственных за суточную вариацию в космических лучах, могло бы объяснить наблюдаемый ход функции $a(\Phi)$.

Пользуясь данными таблицы, можно построить теоретические кривые для различных полуширин μ корпускулярных потоков. Сравнение



Фиг. 4. Функция «мощности источника»

I — полученная теоретически в данной работе; *II* — полученная «размазыванием» теоретической кривой для угловой ширины потока в 30° в [1] (фиг. 1, кривая *II*). Крестики — данные наблюдений согласно [2]

теоретических кривых с функцией $a(\Phi)$, полученной из наблюдений, показало, что на согласие с наблюдениями могут претендовать лишь кривые с $\mu \geqslant 45°$. На фиг. 4 показана кривая, которая лучше других согласуется с наблюдениями. Она получена «размазыванием» кривой с $\mu = 60°$ на $\pm 20°$. Следует заметить, что такое «размазывание» связывается не с изменением склонения Солнца, а с тем фактом, что активные области в среднем располагаются на широтах $\pm 20°$. Учет изменения склонения Солнца в нашем случае затруднителен.

§ 3. Выводы и обсуждение

Из сказанного в предыдущем параграфе можно сделать следующий вывод: угловая ширина корпускулярных потоков, ответственных за суточные вариации, существенно больше предполагавшейся в [1] и примерно равна 120°.

Заметим, что в [3] была оценена угловая ширина корпускулярных потоков в плоскости эклиптики, ответственных за эффект Форбуша. Она также оказалась примерно равной 120°. Известно также [4—6], что потоки, вызывающие эффект Форбуша, увеличивают, как правило, амплитуду суточной вариации. Это может быть интерпретировано, в частности, как результат увеличения телесного «угла видения» корпускулярного потока, поскольку во время эффекта Форбуша поток охватывает Землю. Таким образом, можно прийти к представлению, что потоки, ответственные за эффект Форбуша и эффект суточной анизотропии в космических лучах, являются одними и теми же. Однако для

доказательства справедливости такого представления необходим ряд исследований. В частности, детальное исследование суточных вариаций, зависимости амплитуды суточной анизотропии от угла Ф в короткие промежутки времени могло бы дать более уверенные данные о ширине корпускулярных потоков.

В заключение автор выражает благодарность Н. В. Бенюх за помощь в вычислениях.

12 мая 1962 г.

Литература

1. Л. И. Дорман. Вариации космических лучей. Гостехиздат, 1957.
2. Г. В. Скрипин. В сб. «Космические лучи», № 4. Результаты МГГ. Изд-во АН СССР, 1961, стр. 229.
3. А. А. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. обс., **28**, 324, 1962.
4. Y. Sekido, S. Yoshida, Y. Kamiya. Rep. Ionosphere Res. Japan, **6**, 195, 1952.
5. D. Cattani, M. Galli, P. Randi. Nuovo cimento, **21**, N 6, 923, 1961.
6. А. А. Степанян. Геомагнетизм и аэрономия, **2**, 443, 1962.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ НАБОРА ПЕРЕХОДОВ p^2—ps В СПЕКТРАХ СВИНЦА, ОЛОВА, ГЕРМАНИЯ, КРЕМНИЯ И УГЛЕРОДА

ГЕРМАНИЙ, КРЕМНИЙ. СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТА (Pb I, Sn I, Ge I, Si I)

М. З. Хохлов

Измерены относительные силы осцилляторов набора переходов p^2—ps Ge I и Si I.

Как и в первой части работы [1], интенсивности линий с общим верхним уровнем сравнивались по спектрам разряда с полым катодом.

Для групп линий с общим нижним уровнем применялся метод поглощения с использованием печи Кинга и фотоэлектрического метода регистрации эквивалентных ширин линий поглощения [3].

Чувствительность установки повышена введением фотоэлектрической компенсации колебаний яркости источника непрерывного спектра. Исходя из этого были повторены выполненные в первой части работы измерения относительных f линий Sn I с общим нижним уровнем $p^2\,{}^3P_1$.

Сравнение экспериментальных и теоретических (рассчитанных во второй части работы [5] в предположении промежуточного типа связи) значений сил линий показывает, что имеет место определенная связь между точностями теоретического расчета сил линий и энергий термов. g-факторы Ланде наименее чувствительны к сделанным в теории приближениям и рассчитываются с наибольшей точностью. Это приводит к тому, что связь между точностями расчета сил линий и g-факторов проявляется значительно слабее, чем в случае сравнения точностей расчета сил линий и энергий уровней.

OSCILLATOR STRENGTHS OF THE p^2—ps TRANSITION ARRAYS OF LEAD, TIN, GERMANIUM, SILICON AND CARBON SPECTRA. Germanium, Silicon. A comparison of theoretical and experimental data (Pb I, Sn I, Ge I, Si I), by *M. Z. Khokhlov.*

The relative oscillator strengths of the p^2—ps transition array of Ge I and Si I have been measured.

As in the first part of the investigation [1] the line intensities with a common upper level were compared using spectra of discharges with a hollow cathode.

For groups of lines with a common ground level the absorption method was applied, using the King furnace and the photoelectric method of registration of equivalent widths of absorption lines [3].

The sensitivity of the device was increased by the introduction of photoelectric compensation of brightness fluctuations of the source of the continuous spectrum. On this basis the measurements of the relative f of the Sn I lines with a common ground level $p^2\,{}^3P_1$, made in the first part of the investigation, were repeated.

The comparison of experimental and theoretical values of line strengths (computed in the second part of the investigation [5], assuming an intermediate type of coupling) shows that there is a definite relation between the precision of theoretical computations of line strengths and the energy of the terms. The Landé g-factors are the least sensitive to the approximations made in the theory and are computed with the greatest precision. This leads to the fact that the connection between the computational precision of line strengths and the g-factors is considerably less revealed than in the case of comparison of the computational precision of line strengths and level energies.

§ 1. Экспериментальная установка

В третьей части работы приводятся результаты измерений относительных сил осцилляторов набора переходов p^2—ps в спектрах Ge I и Si I. В принципе методика измерений осталась без изменений. Как

и в случае Pb I и Sn I [1], измерения проведены в два этапа. Для измерения относительных интенсивностей линий с общим верхним уровнем используется метод излучения, а для линий с общим нижним уровнем — метод поглощения. Сопоставление полученных данных позволяет найти относительные силы всех линий рассматриваемого набора переходов.

Спектры излучения Ge I и Si I, как и в [1], получены при помощи разрядной трубки с полым катодом. Небольшие кусочки германия и кремния помещались внутрь полого катода, изготовленного из графита или оксидированного железа. Разряд возбуждения в непрерывно протекающем через разрядный промежуток инертном газе (аргоне или гелии). Самопоглощение исключалось путем получения зависимости относительных интенсивностей изучаемых линий от силы разрядного тока. Эти измерения показали, что в случае германия можно было работать при токах ~100—200 *ма* в гелии, в случае кремния при токах ~50—100 *ма*. Две слабые линии кремния (λλ 2438, 4103) оказались блендированы линиями железа. Спектры излучения получены на спектрографе КСА-1. В качестве спектра для стандартизации фотопластинок использовался спектр положительного кратера угольной дуги [2].

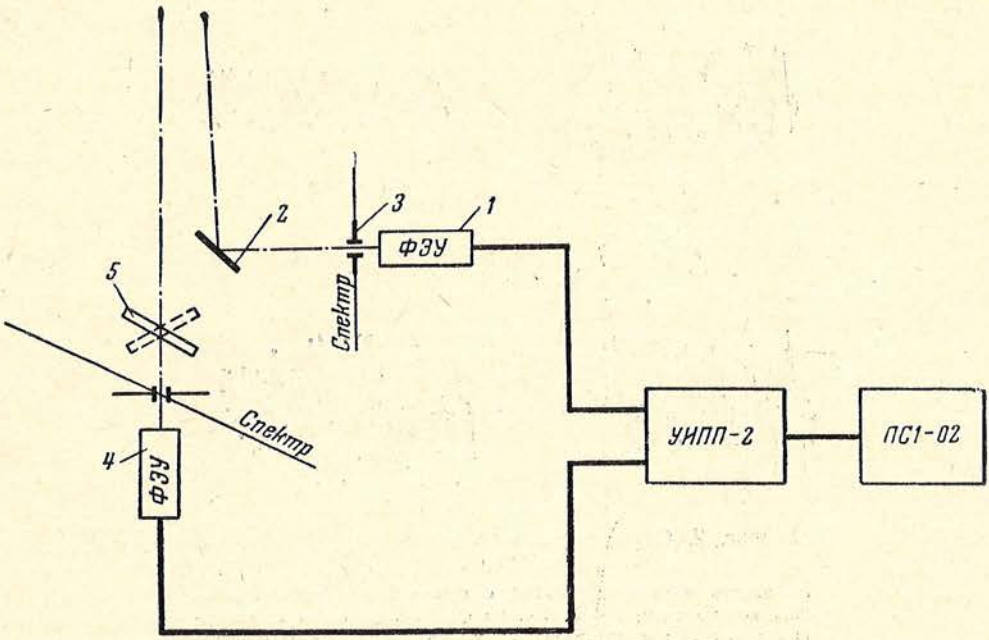
Для получения спектров поглощения использовалась установка с печью Кинга в сочетании с фотоэлектрической регистрацией эквивалетных ширин линий поглощения, описание которой было приведено в [3], и дополнительно введенной фотоэлектрической компенсацией колебаний яркости источника непрерывного спектра.

Введение фотоэлектрической компенсации заметно повысило чувствительность установки и позволило провести измерения эквивалентных ширин излучаемых линий в области линейной части кривой роста. Учитывая это обстоятельство, были повторены выполненные ранее на эшеле-спектрографе [1] измерения эквивалентных ширин линий поглощения Sn I.

Чувствительность описанной в [3] установки и точность измерения эквивалентных ширин линий поглощения определялись в конечном счете амплитудой хаотических колебаний яркости (шумами) используемого источника непрерывного спектра — ксеноновой лампы сверхвысокого давления ДКСШ-1000Б. Для компенсации этих колебаний в измерительную схему (фиг. 1) был введен вспомогательный фотоумножитель *1*, на фотокатод которого при помощи зеркала *2* отбрасывался участок спектра вблизи от измеряемой линии поглощения, *3* — входная диафрагма в плоскости спектра. В остальном оптическая часть фотометра осталась без изменения. В пучок света, падающий на входную щель фотометра (фотоумножитель *4*), вводилась плоскопараллельная кварцевая пластинка *5*. Эта пластинка при помощи рычага и диска специальной формы, связанного с валом синхронного электродвигателя, при вращении последнего занимает попеременно два симметричных относительно оси пучка положения, одному из которых соответствует положение линии поглощения на входной щели фотометра. При другом фиксированном положении пластинки на входную щель фотометра попадает участок непрерывного спектра рядом с линией. Частота возникающей при качании пластинки модуляции сигнала 0,18 *гц*. Модуляция сигнала вызвана как наличием линии поглощения, так и некоторыми инструментальными эффектами, которые можно было исключить, например, путем записи модуляции при выключенной печи Кинга, т. е. в отсутствие линии поглощения.

Для пластинки толщиной 2 *мм* и угле поворота относительно оси пучка на 30° полное смещение спектра составляло 0,29 *мм*. Эта величина определяет максимальную ширину входной щели фотометра.

Сигналы, снимаемые с обоих фотоумножителей, уравниваются подбором напряжений питания от двух независимых источников и затем вычитаются один из другого. Вычитание осуществляется путем подачи сигналов на два симметричные входа усилителя типа УИПП-2. Сигнал, возникающий в результате вычитания, записывается на регистрирующем потенциометре типа ПС1-02 (с увеличенной, путем замены некоторых шестерен редуцирующей системы, скоростью движения ленты). Разностный сигнал включает полезный сигнал модуляции,



Фиг. 1. Схема компенсации колебаний яркости источника непрерывного спектра

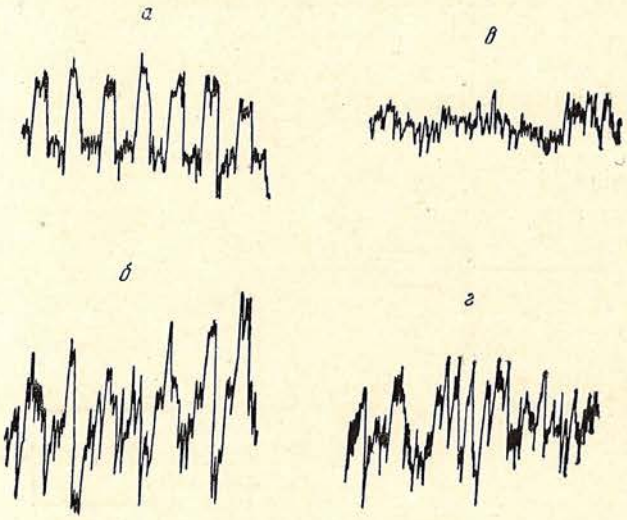
разность шумов фотоумножителей и нескомпенсированную часть шумов лампы. Неполная компенсация колебаний яркости может быть связана как с различием в фазовых характеристиках каналов усиления, так и с некоторым несовершенством оптической части схемы компенсации, а именно с несколько различным виньетированием пучков света, падающих на фотоумножители. Эффект виньетирования может проявиться при пространственных перемещениях источника света.

Эффект от введения фотоэлектрической компенсации виден из рассмотрения фиг. 2, на которой сравниваются записи при использовании фотоэлектрической компенсации с записями, которые получены при компенсации постоянной составляющей сигнала фотометра постоянным напряжением.

Изменяя величину сопротивления на выходе усилителя и его чувствительность, можно было подобрать необходимое соотношение шкал усилителя и самописца. Выбранному режиму работы соответствовало соотношение шкал примерно 1 : 10, иначе говоря модуляция в 10% растягивалась примерно на всю шкалу самописца. Поскольку речь шла об определении только отношений эквивалентных ширин рассматриваемых линий, точное определение соотношения шкал не было необходимым.

Выбор оптимальной ширины входной щели фотометра производился, так же как и в [3], путем определения величины модуляции при раз-

личных ширинах щели. Ясно, что при щели фотометра, превосходящей ширину линии поглощения, дальнейшее расширение щели приводит к линейному уменьшению сигнала модуляции. Инструментальная модуляция определялась непосредственно при включенной печи и составляла примерно от 0,5 до 1,5% в зависимости от длины волны. Если через a_1' обозначить величину инструментальной модуляции для линии поглощения с длиной волны λ_1, через a_1 — величину сигнала при



Фиг. 2. Сравнение записей с разными типами компенсации

а — запись модуляции (~1%) с применением фотоэлектрической компенсации; *б* — то же, но фотоэлектрическая компенсация заменена компенсацией постоянным напряжением; *в* — суммарные шумы ДКСШ-1000Б и фотоумножителей при фотоэлектрической компенсации; *г* — то же при компенсации постоянным напряжением

включенной печи, через D_1 — дисперсию спектрографа, а через d_1 — ширину щели фотометра, то выражение для отношения сил осцилляторов двух изучаемых линий может быть записано в следующем виде:

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{a_1 - a_1'}{a_2 - a_2'} \cdot \frac{D_1}{D_2} \cdot \frac{d_1}{d_2} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^2.$$

Это соотношение выполняется, если обе линии лежат на линейной части кривой роста.

Для расширения линейной части кривой роста в сторону больших эквивалентных ширин в печь вводился аргон при давлении 100 *мм рт. ст.* Ширина линий за счет столкновений при таком давлении и используемых температурах печи значительно превосходит допплеровскую ширину линии.

Остаточная интенсивность в центре линии могла быть измерена непосредственно при измерениях с входной щелью, значительно более узкой (~0,005 *мм*), чем ширина линии (~0,1 *мм*).

Измерения относительных сил осцилляторов были выполнены при остаточных интенсивностях в центре более сильной из сравниваемых линий не менее 0,90—0,85 (что соответствовало измерению эквивалентных ширин ~ 15—20 *мÅ*).

Модуляция, возникающая от двух сравниваемых линий, записывалась попеременно в течение длительного времени, что позволяло исключить временную зависимость измеряемых величин. Величина отношения сил осцилляторов выводилась как среднее из трех-четырех независимых записей, полученных при различных значениях остаточных интенсивностей в центре линий.

§ 2. Результаты измерений

Олово. Относительные силы осцилляторов для четырех линий Sn I с общим нижним уровнем $p^2\ ^3P_1$, полученные в результате фотоэлектрических измерений эквивалентных ширин линий поглощения в печи Кинга, приведены в столбце 2 табл. 1. Здесь же приведены значения сил тех же линий, полученные при фотографической регистрации спектра поглощения Sn I [3], и данные, полученные в [1] при помощи эшелеспектрографа. Как видно, расхождения лежат в пределах точности измерений. Однако поскольку фотоэлектрические измерения наиболее точны, в табл. 3 приведена полная сводка сил осцилляторов набора переходов $p^2 - ps$ Sn I, опирающихся на фотоэлектрические измерения эквивалентных ширин линий поглощения. (Приведены к абсолютным значениям по данным Аллена [4].)

Таблица 1

Относительные f, полученные методом поглощения. Олово

λ	Фотоэлектрический	Фотографически [3]	Эшеле [1]
2661	0,17±0,02	(0,21)	0,15±0,03
2706	1	1	1
3009	0,7±0,08	0,7	0,82±0,1
3034	0,78±0,1	0,78	0,79±0,15

Германий. В случае германия методом поглощения сравнивались относительные силы трех линий с общим нижним уровнем $p^2\ ^3P_1$ (λλ 2709, 2691, 2592) и двух линий с общим уровнем $p^2\ ^3P_2$ (λλ 3269, 3039). Полученные данные приведены в табл. 2. Здесь же для сравнения приведены результаты аналогичных измерений, проведенных при фотографической регистрации спектра поглощения [2], и данные теоретического расчета. Заметное расхождение данных имеет место только для линии λ 2592.

Таблица 2

Относительные f, полученные методом поглощения. Германий

λ	Фотоэлектрически	Фотографически [3]	Теоретически [5]
2709	1	1	1
2691	0,68±0,03	0,68	0,65
2592	1,31±0,04	1,12	1,31
3269	1		
3039	9,3±1,2		

Относительные интенсивности трех групп линий с общими верхними уровнями $ps\ ^3P_1$, $^3P_2$ и $^1P_1$, полученные по спектрам разряда в полом катоде в комбинации с данными табл. 2, позволяют получить значения относительных сил линий всего набора переходов. Эти данные приведены в табл. 3.

Кремний. В случае кремния измерения по методу поглощения не производились. Линии Si I, которые могли быть использованы, лежат в далекой ультрафиолетовой области спектра, где яркость лампы ДКСШ-1000Б недостаточна для получения нужной точности.

С другой стороны, такие измерения в случае Si I не являются совершенно необходимыми. Действительно, сравнение теоретических и экспериментальных относительных сил линий рассматриваемого набора переходов (см. табл. 5) показывает, что для линий, разрешенных в предположении *LS*-связи, согласие между теоретическими и экспериментальными значениями быстро улучшается при переходе от Pb I к Sn I и далее к Ge I (в последнем случае согласие не хуже 5%). Это видно также из сравнения интенсивности разрешенных линий Si I, принадлежащих группам линий с общими верхними уровнями (λλ 2516 и 2506 — верхний уровень $ps\ ^3P_2$; λλ 2514, 2519 и 2528 — верхний уровень $ps\ ^3P_1$).

Исходя из этого, данные для Si I, полученные по спектрам излучения разряда в полом катоде, согласовывались между собой на основании теоретически рассчитанных относительных значений сил линий λλ 2524, 2519, 2506 и 2881.

Интеркомбинационные линии Si I примерно в 50—100 раз слабее разрешенных. Это сильно осложняет измерения. При сравнении интенсивности интеркомбинационных линий λλ 2452, 2443 и 2438 с разрешенной линией 2881 коротковолновая область спектра фотографировалась на наиболее чувствительных из имеющихся пластинках Kodak 0aO, а длинноволновая область — на малочувствительных диапозитивных пластинках. Для стандартизации использовался спектр положительного кратера угольной дуги. Аналогичным образом были измерены интенсивности и других слабых линий Si I. Полученные относительные силы осцилляторов Si I представлены в табл. 3.

Таблица 3

Относительные f

Переход	Sn I			Ge I		Si I		
	λ	настоящая работа	Аллен [4]	λ	f	λ	настоящая работа	другие данные
$ps\ ^3P_0 - p^2\ ^3P_1$	3034	0,29		2709	0,49	2524	0,066	
$ps\ ^1P^1 - p^2\ ^1S_0$	4524	0,70	0,70	4226	1,02	3906	0,115	0,115 [4]
$ps\ ^1P_1 - p^2\ ^3P_0$	2546	0,27		2497	0,12	2438	<0,0035	
$ps\ ^1P_1 - p^2\ ^3P_1$	2661	0,06		2533	0,032	2443	0,0004	
$ps\ ^1P_1 - p^2\ ^3P_2$	2790	—		2589	0,011	2452	0,00022	
$ps\ ^1P_1 - p^2\ ^1D_2$	3262	1,03	1,03	3039	1,22	2881	0,17	
$ps\ ^3P_1 - p^2\ ^1S_0$	5631	0,53		4685	0,069	4103	<0,0012	0,0013 [8]
$ps\ ^3P_1 - p^2\ ^3P_0$	2863	0,91		2651,6	1,46	2514	0,18	
$ps\ ^3P_1 - p^2\ ^3P_1$	3009	0,26		2691	0,33	2519	0,047	
$ps\ ^3P_1 - p^2\ ^3P_2$	3175	0,44		2754	0,33	2528	0,047	
$ps\ ^3P_1 - p^2\ ^1D_2$	3801	0,17	0,13	3269	0,13	2987	0,0020	
$ps\ ^3P_2 - p^2\ ^3P_1$	2706	0,36		2592	0,64	2506	0,080	
$ps\ ^3P_2 - p^2\ ^3P_2$	2839	0,57		2651,2	1,12	2516	0,143	
$ps\ ^3P_2 - p^2\ ^1D_2$	3330	0,09	0,1	8124,83	0,016	2970	<0,0004	

Эти данные приведены к абсолютным значениям, опираясь на определенное Алленом [4] значение $gf = 0{,}115$ линии Si I λ 3906.

§ 3. Сравнение теоретических и экспериментальных значений сил линий (Pb I, Sn I, Ge I, Si I)

Во второй части работы [5] были проведены расчеты относительных сил линий набора переходов p^2—ps для Pb I, Sn I, Ge I, Si I и C I. Расчеты были выполнены в предположении промежуточного типа связи в рамках изложенной в [6, 7] теории. Учитывалось электростатическое взаимодействие электронов с ядром и между собой и взаимодействие спин-орбита, а взаимодействием конфигураций, а также магнитными взаимодействиями типа спин-спин, орбита-орбита пренебрегалось. Следует отметить, что благодаря простоте рассматриваемых конфигураций никакие другие упрощающие предположения не были необходимы. В тех же предположениях были также рассчитаны значения g-факторов Ланде и энергии уровней рассматриваемых конфигураций.

Приближенный характер теории приводит в частности к тому, что внутренние критерии точности теоретических расчетов отсутствуют. Тем большее значение приобретает возможность сравнения теоретических и экспериментальных значений сил линий в широком интервале изменения параметра связи ξ (ξ изменяется от 0,28 для Si I до 8,3 для Pb I в случае конфигурации p^2 и соответственно от 0,01 до 1,58 для конфигурации ps).

Используемые при расчетах энергетические параметры подбирались таким образом, чтобы вычисленные значения энергий уровней наилучшим образом согласовывались с экспериментальными значениями. Очевидно, что достигнутая степень согласования должна быть определенным образом связана и с точностью расчета сил линий. Сравнение экспериментальных и теоретических значений позволяет получить количественные данные, характеризующие взаимосвязь между точностью расчетов сил линий, уровней энергии и g-факторов Ланде.

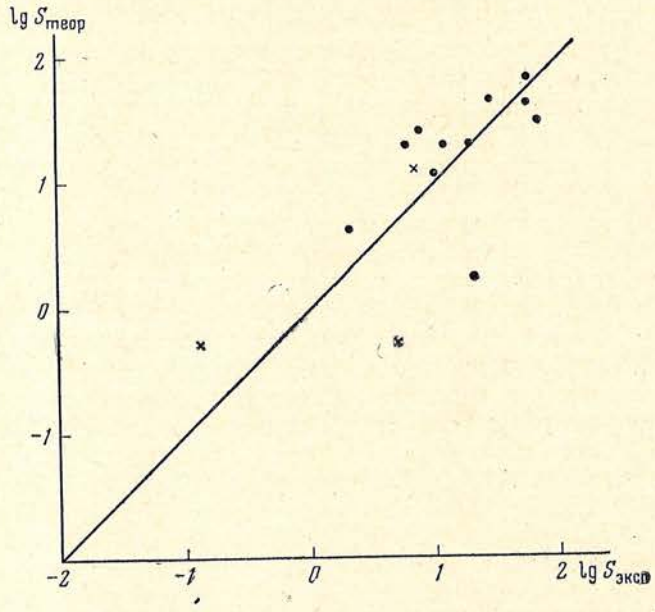
Относительные экспериментальные значения сил линий набора переходов $p^2 - ps$ Pb I, Sn I, Ge I и Si I приведены в табл. 4 (нормированы

Таблица 4

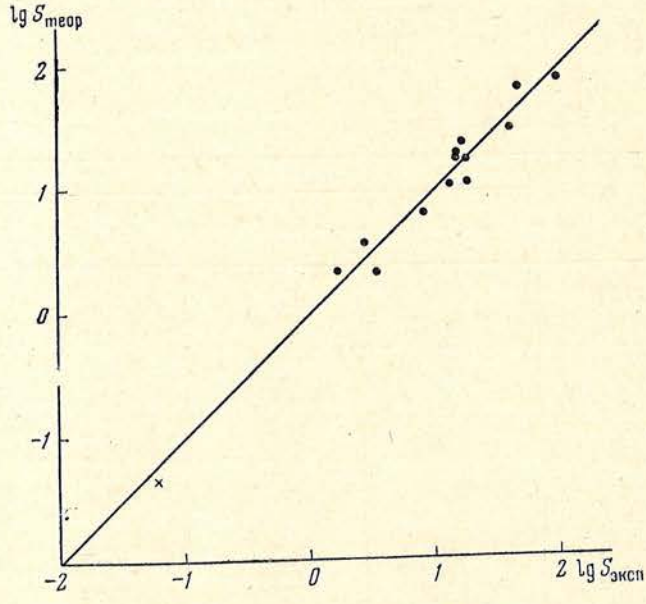
Относительные силы линий (нормировано $\Sigma S = 300$)

Переход	S			
	Si I	Ge I	Sn I	Pb I
$ps\,^3P_0 - p^2\,^3P_1$	20,8	19,5	15,1	19,3
$ps\,^1P_1 - p^2\,^1S_0$	18,7	21,1	18,4	(12,1)
$ps\,^1P_1 - p^2\,^3P_0$	<0,36	1,43	3,92	(0,13)
$ps\,^1P_1 - p^2\,^3P_1$	0,125	1,21	2,79	2,13
$ps\,^1P_1 - p^2\,^3P_2$	0,11	0,73	~0,05	6,8
$ps\,^1P_1 - p^2\,^1D_2$	100,6	91,0	97,7	57,5
$ps\,^3P_1 - p^2\,^1S_0$	<0,2	1,57	1,71	(5)
$ps\,^3P_1 - p^2\,^3P_0$	19,2	19,0	15,2	5,6
$ps\,^3P_1 - p^2\,^3P_1$	14,6	13,2	13,7	10,1
$ps\,^3P_1 - p^2\,^3P_2$	24,5	22,3	40,7	56,8
$ps\,^3P_1 - p^2\,^1D_2$	1,23	10,5	18,5	22,6
$ps\,^3P_2 - p^2\,^3P_1$	25	24,5	17,0	7,8
$ps\,^3P_2 - p^2\,^3P_2$	75	72,8	47,0	28,5
$ps\,^3P_2 - p^2\,^1D_2$	<0,05	1,24	8,31	66,5

таким образом, что $\Sigma S = 300$ при суммировании по всем линиям набора). На фиг. 3—6 приведенные значения сравнены с теоретически-



Фиг. 3. Сравнение экспериментальных и теоретических значений линий (расчет по теории промежуточной связи [5]). Свинец
Крестиком отмечены неуверенные экспериментальные значения



Фиг. 4. То же, что и на фиг. 3. Олово

ми (табл. 6 [5]). Ясно видно, что точности расчета сил заметно различаются. Для дальнейших сопоставлений целесообразно в качестве величины, характеризующей согласованность между теоретическими и экспериментальными значениями сил, выбрать величину $\Delta S = \left| \frac{S_{эксп}}{S_{теор}} - 1 \right|$.

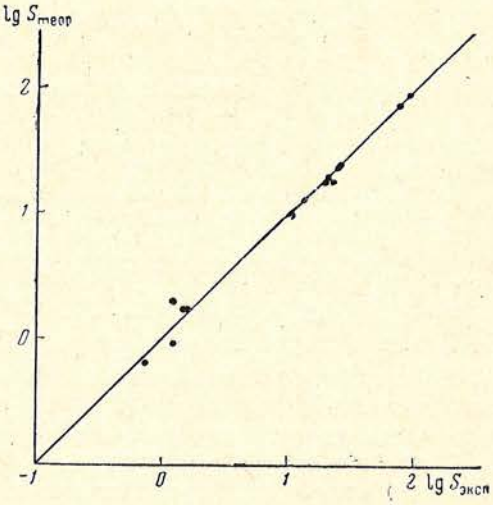
В табл. 5 приведены следующие величины: $\overline{\Delta S}$ (усреднение по всем 14 линиям конфигурации), $\overline{\Delta S}_{LS-jj}$ (усреднение по 8 линиям, разрешен-

Таблица 5

Точность расчета сил линий, энергии уровней и g-факторов Ланде
(из сравнения с экспериментальными данными)

Элемент	$\overline{\Delta S}$	$\overline{\Delta S}_{LS-jj}$	$\overline{\Delta S}_{jj}$	$\overline{\Delta S}_{запр}$	$\overline{\Delta H}_{p^2}$, $см^{-1}$	$\overline{\Delta H}_{ps}$, $см^{-1}$	$\overline{\Delta H}$, $см^{-1}$	$\lvert\overline{\Delta g}\rvert_{p^2}$	$\lvert\overline{\Delta g}\rvert_{ps}$	$\lvert\overline{\Delta g}\rvert$
C I	—	—	—	—	593	5	300	—	—	—
Si I	<0,21	0,03	0,45	0,48	15,3	20,7	20	—	—	—
Ge I	0,14	0,05	0,40	0,11	25	0,85	13	0,020	0,005	0,0125
Sn I	0,33	0,25	0,29	0,55	72,1	6,65	39,5	0,005	0,002	0,0035
Pb I	2,24	0,81	0,98	8,0	94,5	73	85	0,016	0,007	0,012

ным в обоих предельных случаях LS- и jj-связи), $\overline{\Delta S}_{jj}$ (усреднение по 3 линиям, разрешенным в предельном случае jj-связи) и $\overline{\Delta S}_{запр}$ (усреднение по трем линиям, запрещенным в обоих предельных случаях). Из рассмотрения этой части табл. 5 видно, что наилучшая средняя точность теоретических расчетов имеет место для германия $\sim 14\%$. При этом следует иметь в виду, что приведенное значение несколько завышено, так как найдено из сравнения с экспериментальными данными, определенными с точностью $\sim 10\%$. Видно также, что точность расчета разрешенных линий заметно выше точности расчета запрещенных. Это хорошо согласуется с характером расчетных формул [5]. В то время как запрещенные линии определяются разностью двух близких величин, разрешенные линии определяются суммой аналогичных величин.

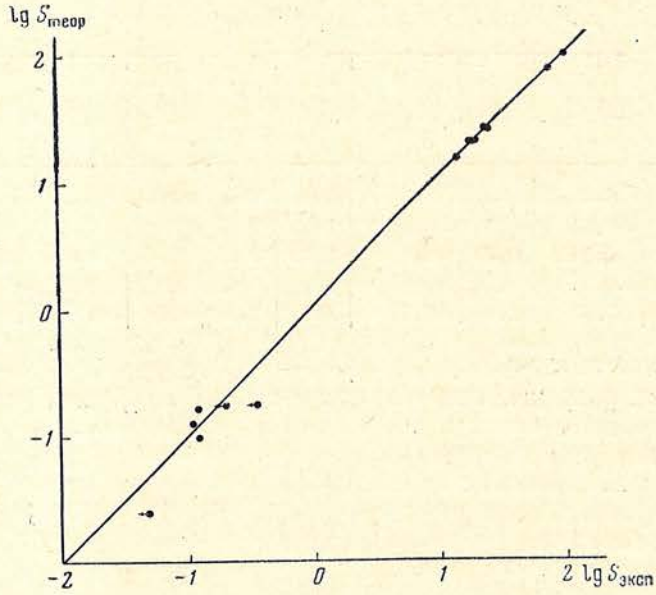


Фиг. 5. То же, что и на фиг. 3. Германий

В остальной части табл. 5 приведены данные, характеризующие точность расчета уровней энергии и g-факторов Ланде. Величина $\overline{\Delta H} = \sqrt{\frac{\Sigma(\Delta H)^2}{n}}$, где n—число уровней, а ΔH— разность между теоретическими и экспериментальными значениями энергии в $см^{-1}$ ($\overline{\Delta H}_{p^2}$, $\overline{\Delta H}_{ps}$ и $\overline{\Delta H}$—соответственно усреднения по уровням конфигурации p^2, ps и по уровням обеих конфигураций). Величина $\overline{|\Delta g|}$ — среднее арифметическое из отклонений экспериментальных значений g от теоретических.

Как видно, наименее чувствительны к приближенному характеру теоретических расчетов значения g-факторов. Они вычисляются с точностью $\sim 1\%$ и небольшие отличия в точности расчетов для различных элементов недостаточны для суждения о точности расчета других ве-

личин. Для этого была бы необходима слишком высокая точность эксперимента при определении значений g. Возможно, тот факт, что $\overline{|\Delta g|}$ максимально в случае Ge I, для которого $\overline{\Delta H}$ и $\overline{\Delta S}$ минимальны, связан с недостаточной точностью экспериментальных данных в этом случае.



Фиг. 6. То же, что и на фиг. 3. Кремний

Стрелками отмечены значения, для которых экспериментально определена только верхняя граница

Связь между точностью расчетов сил линий и энергий уровней значительно более определенна. Минимальному значению $\overline{\Delta S}=0{,}14$ для Ge I соответствует минимальное же значение $\Delta H=13$ *см*$^{-1}$, у Sn I $\overline{\Delta H}=$ $=39{,}5$ *см*$^{-1}$ и соответственно $\overline{\Delta S}$ возрастает до 0,33. Наименьшая точность расчетов имеет место в случае свинца. У Pb I $\Delta H\approx 85$, а точность расчета сил около 300% ($\Delta S=2{,}24$).

Обращает на себя внимание также тот факт, что согласие между экспериментальными и теоретическими значениями сил систематически улучшается по мере перехода от свинца к более легким элементам. В особенности это относится к разрешенным в предположении LS-связи линиям.

В заключение приношу искреннюю благодарность Н. А. Димову, Н. К. Лянзуриди и Е. Л. Ченцову и Д. А. Фесенко за помощь в обработке материала и наладке аппаратуры.

13 апреля 1962 г.

Литература

1. М. З. Хохлов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **25**, 249, 1961.
2. I. Euler. Ann. d. Phys., **11**, 203, 1953.
3. М. З. Хохлов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **28**, 277, 1962.
4. C. W. Allen. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **117**, 622, 1957.
5. М. З. Хохлов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 52, 1961.
6. Е. Кондон и Г. Шортли. Теория атомных спектров. ИЛ, 1949.
7. R. H. Garstang. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **114**, 118, 1954.
8. L. Goldberg, E. A. Müller, L. H. Aller. Astrophys. J., Suppl., N 45, 1960.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

РЕНТГЕНОВСКИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕК, ВОЗНИКАЮЩИХ ЗА ЛИМБОМ СОЛНЕЧНОГО ДИСКА

Ю. И. Виноградов, Н. Н. Ерюшев

Указывается, что в некоторых случаях наблюдаются внезапные возмущения в ионосфере (SID) в моменты, когда на диске Солнца вспышки отсутствуют. За период 1959 г. обнаружено 18 таких случаев.

Показано, что замеченные SID обусловлены вспышками, возникающими за лимбом солнечного диска.

В качестве индикатора SID были использованы записи интегральной интенсивности атмосфериков в длинноволновом диапазоне.

X-RAY EMISSION OF FLARES ORIGINATING BEHIND THE SOLAR DISK, by *Y. I. Vinogradov, N. N. Eryushev.*— It is pointed out that is some cases sudden ionospheric disturbances are observed at times when there are no flares on the solar disk. During 1959 there were 18 such cases.

It is shown that the detected SID were due to flares originating behind the limb of the solar disk.

Recordings of the integral intensity of atmospherics in the long-wave range were used at indicators of the SID.

Внезапные ионосферные возмущения (SID), обусловленные рентгеновским излучением солнечных вспышек, происходят практически одновременно с развитием вспышек в линии H_α. SID характеризуются возрастанием электронной концентрации в нижней ионосфере и регистрируются в виде внезапных аномалий в распространении радиоволн.

На основании наблюдений установлено [1—3], что не все солнечные вспышки сопровождаются эффектами в ионосфере; эффективность воздействия вспышек на ионосферу существенным образом зависит от их балла. Причем вспышки, возникающие на краю солнечного диска (даже на самом лимбе), могут сопровождаться довольно заметными эффектами в ионосфере.

Имеются работы [4—6], указывающие также, что в некоторых случаях наблюдаются внезапные возмущения в ионосфере в моменты, когда на диске Солнца вспышки отсутствуют. Объяснение этих явлений встречается с большими трудностями. Н. П. Барабашев и И. М. Гордон [5] причины появления эффектов без вспышек объясняют существованием на диске Солнца так называемых невидимых извержений, которые не сопровождаются возникновением видимого свечения, однако обладают значительной геоактивностью. С другой стороны, Г. Мастус и М. Вуд [6], рассматривая этот же вопрос, обнаружили, что почти все замеченные ими эффекты, хотя и не сопровождались вспышками, но были связаны с проявлениями активности в H_α. Затем из [7] следует, что внезапные ионосферные возмущения могут быть обусловлены также вспышками, возникающими за лимбом солнечного диска.

Как видно из цитируемых выше работ, в объяснении эффектов, несопровождающихся видимыми вспышками на диске Солнца, имеются различные точки зрения. Какая из предлагаемых гипотез наиболее приемлема для объяснения этих эффектов, пока еще сказать затруднительно.

Изучение вопроса о возникновении SID в моменты, когда на видимой части Солнца вспышки отсутствуют, может дать сведения относительно механизма генерации рентгеновского излучения, что, в свою очередь, представит несомненный интерес при исследовании природы самих вспышек. Очевидно, что при этом одной из важных задач является определение природы источников ионизирующего излучения на Солнце, ответственных за эти SID.

1. В качестве индикатора внезапных ионосферных возмущений были привлечены записи интегральной интенсивности атмосфериков в диапазоне 13—42 *кгц* [8, 9]. Поведение атмосфериков во время солнечных вспышек характеризуется обычно более быстрым повышением их интенсивности и относительно медленным возвращением ее к нормальному уровню.

По записям атмосфериков за период 1959 г. были отобраны все эффекты, подобные эффектам солнечных вспышек. Всего отобранных эффектов оказалось около 250, подавляющее большинство из которых были хорошо отождествлены по времени с соответствующими им солнечными вспышками. Данные о вспышках были взяты из [10—16], охватывающих результаты мировых наблюдений.

Однако для 18 эффектов на атмосфериках соответствующих им вспышек не оказалось, хотя по данным [10, 11 и 13] в эти моменты наблюдения Солнца проводились. Ряд эффектов из-за неуверенности по различным причинам из рассмотрения исключены.

Заметим, что эффекты без видимых вспышек на диске Солнца по своим качественным характеристикам ничем особенным не отличаются от эффектов обычных вспышек. Около 60% из рассматриваемых эффектов согласуется с данными, приведенными в [13, 17], а в 15 случаях (83%) одновременно наблюдались необычные явления в радиоизлучении Солнца. Несомненно, если бы в эти моменты, или хотя бы во время некоторых наиболее мощных эффектов, на диске Солнца были вспышки, то их обязательно заметили бы.

Следовательно, проявление SID, подобных эффектам солнечных вспышек, в моменты отсутствия вспышек на диске Солнца действительно происходило.

2. Если на видимой части Солнца вспышки отсутствовали и тем не менее SID наблюдались, то становится естественным предположение о существовании на диске Солнца каких-то источников рентгеновского излучения, казалось бы, отличных от обычных солнечных вспышек.

С целью изучения этих источников эффекты, не сопровождающиеся вспышками, были сопоставлены с данными о быстрых процессах на Солнце [11, 18]. Результаты сопоставления показали, что в 13 случаях эффектам на атмосфериках по времени (с определенным сдвигом) сопутствовали быстрые процессы типа ярких выбросов на краю диска или активных протуберанцев. В пяти случаях быстрые процессы отсутствовали. Утверждать уверенно, что их на Солнце действительно не было, затруднительно. Интересно заметить, что три случая отсутствия необычных явлений в радиоизлучении соответствуют именно тем эффектам, которые быстрыми процессами не сопровождаются.

Все быстрые процессы оказалось возможным связать с активными группами на Солнце [12], которые в эти моменты находились или на лимбе диска или на 10—15 градусов за лимбом (выходящие или заходящие). Положения групп определены приближенно на основании

координат вспышек, появляющихся в этих группах во время прохождения их через диск Солнца. Замечательно то, что координаты быстрых процессов находятся в близком соответствии с координатами отождествленных активных групп. Это бесспорно указывает на факт, что все рассматриваемые быстрые процессы определенно связаны и обусловлены развитием этих групп. Почти все группы оказались довольно активными, при прохождении их по диску Солнца в них, как правило, возникало много мощных вспышек.

Таблица

Ионосферные эффекты и сопутствующие им явления на Солнце
(время московское)

Дата, 1959 г.	Эффекты на атмосфериках	Радиоизлучение Солнца	Быстрые процессы			Координаты отождествленных активных групп
			начало	конец	координаты	
14.I	13^h10^m—13^h48^m	+	12^h45^m—		18N 90W	18N 90W
08.II	12 21 —12 47	+	12 00	—12^h20^m	24N 90E	10N 92E
15.II	14 20 —14 45	+	14 05	—14 14	8N 90E	16N 90E
			14 54	—15 13	21N 90E	
05.III	9 00 —10 00	+	9 15	— 9 28	20N 90W	20N 90W
10.III	8 24 — 9 30	+	9 00	— 9 40	18N 90E	11N 100E
14.III	10 19 —10 30	+	10 39	—11 01 *		
					30N 90W	25N 100W
18.V	7 04 — 7 40	+		—	—	16S 92W
09.VI	19 42 —20 40	+	20 09	—20 22	18N 90E	17N 90E
			20 20	— *	15N 90E	
14.VIII	11 55 —12 40	+	11 10	—13 04 *	39N 90W	5N 90W
15.VIII	9 11 —10 40	+	9 05	— *	7N 90W	5N 100W
			10 06	— *	10S 90W	
19.IX	13 30 —14 05	+	15 04	— *	10S 90W	4N 105W
09.X	11 00 —12 15	—		—	—	10S 95E
09.X	12 40 —13 40	—		—	—	10S 95E
30.X	13 10 —14 10	+	12 35	— *	2N 90W	15S 100W
01.XI	15 30 —15 40	+		—	—	8N 95W
03.XI	10 05 —10 35	+	10 15	—10 41	4S 90W	5N 90W
09.XII	11 34 —12 15	—		—	—	7N 105W
29.XII	12 30 —13 15	+	13 19	—15 30 *	30S 90E	26S 90E

* Отмечены быстрые процессы типа активных протуберанцев. В остальных случаях все быстрые процессы—типа ярких выбросов на краю диска.

Развитие быстрых процессов по времени в некоторых случаях несколько опережает или отстает от времени развития эффектов, т. е. детального соответствия по времени развития между этими двумя явлениями не наблюдается. Поэтому нельзя считать, что непосредственно сами быстрые процессы являются источниками рентгеновского излучения, ответственного за наблюдаемые эффекты.

Однако быстрые процессы, как правило, появляются во время солнечных вспышек. Следовательно, не исключена возможность, что наблюдаемые быстрые процессы своим происхождением обязаны вспышкам, возникавшим в этих активных группах. На основании этого представляется возможным предположить, что рассматриваемые ионосферные эффекты, по-видимому, обусловлены солнечными вспышками, которые возникли на невидимой стороне Солнца.

Что касается эффектов, не сопровождающихся быстрыми процессами, то они все также отождествляются с активными группами, находящимися, как и для случаев с быстрыми процессами, или на лимбе диска, или несколько за лимбом. Очевидно, что и в этом случае для объяснения ионосферных эффектов наиболее справедливо применить гипотезу о возникновении вспышек в этих группах.

Утверждение о возможности воздействия на ионосферу солнечных вспышек, возникающих за лимбом диска, согласуется с [7], а также подтверждается результатами, полученными в [19]. В этой связи представляется интересным указать на событие 20 ноября 1960 г., описанное в [20, 21]. В этот день наблюдались мощные геофизические эффекты. Вспышка, ответственная за эти эффекты, возникла в активной группе, которая находилась за лимбом солнечного диска. Координаты вспышки соответственно определены 25N, 113W [21]. Проявление вспышки на диске Солнца происходило следующим образом. В 19^h55^mUT на лимбе появился маленький холмик, который начал развиваться и в 20^h22^m все образование отделилось от диска, а в 20^h32^m, достигнув высоты около $3 \cdot 10^5$ *км*, оно распалось и погасло. В 21^h17^m появились петлеобразные протуберанцы. Ионосферный эффект на атмосфериках наблюдался соответственно в моменты: начало — 20^h23^m, максимум — 20^h41^m и конец — 21^h40^m.

Авторы [21] считают, что возникновение ионосферных эффектов обязано непосредственно явлениям вспышки, которые наблюдались на лимбе диска. Однако такое утверждение вряд ли справедливо, так как сопоставление временного хода эффекта на атмосфериках с развитием наблюдаемых процессов на диске наталкивается на большие трудности. Скорее всего ионосферные эффекты обусловлены также развитием «основной» вспышки, которая была за лимбом, а наблюдавшиеся явления были только процессами, сопутствующими этой вспышке. Поэтому вспышка 20 ноября может служить ярким свидетельством для подтверждения гипотезы о возможности воздействия на ионосферу вспышек, возникающих за лимбом солнечного диска.

3. Естественно, что положения активных областей, приведенных в таблице, не соответствуют точным координатам предполагаемых вспышек, в противном случае для лимбовых групп они были бы замечены. Все группы обладали большой протяженностью, поэтому вспышки возможно возникали в тех частях их, которые простирались несколько дальше от видимого края диска.

Если вспышки возникали максимум на расстоянии 15 градусов от края диска, как это следует из таблицы, то радиальная высота области над фотосферой, которая должна наблюдаться с Земли, будет около 20 тыс. *км*. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова показали [22], что область развития вспышек может распространяться до нескольких десятков тысяч километров. Поэтому воздействие залимбовых вспышек на ионосферу, по-видимому, может быть объяснено возможностью выхода рентгеновского излучения из области вспышек через толщу верхней хромосферы. Однако не исключено и то, что образование рентгеновской радиации вспышек может происходить одновременно также несколько и выше области свечения их в линии H_α.

Несомненно, что гипотеза о существовании на диске Солнца «невидимых» извержений представляет большой интерес. Однако в настоящее время мы не имеем оснований принять ее для объяснения рассматриваемых выше эффектов, а аргументы, приведенные в [5], вряд ли полностью приемлемы.

Для более полного и окончательного решения этого вопроса необходимы дополнительные исследования.

14 мая 1962 г.

Литература

1. M. A. Ellison. J. Atmosph. a. Terr. Phys., **4**, 226, 1953.
2. Л. Крживски. Бюлл. астрон. ин-тов Чехословакии, **4**, 198, 1953.
3. Н. Н. Ерюшев и Ю. И. Нешпор. Изв. Крымской астрофиз. обс., **20**, 12, 1958.
4. R. N. Bracewell a. T. W. Straker. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **109**, 28, 1949.
5. Н. П. Барабашев и И. М. Гордон. Бюлл. Комиссии по исслед. Солнца, № 10(24), 1954.
6. H. DeMastus and M. Wood. J. Geophys. Res., **65**, 609, 1960.
7. L. Krivsky, V. Letfus. Studia geophys. et geodes., **5**, 92, 1961.
8. А. Н. Абраменко. Изв. Крымской астрофиз. обс., **18**, 182, 1957.
9. Н. Н. Ерюшев, А. И. Смирнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **24**, 32, 1960.
10. Quarterly Bulletin on Solar activity, N 125—128, 1959.
11. Солнечные данные, № 1—12, 1959.
12. «IGY Solar activity Report Series», N 15, 1961.
13. «Compilations of Solar-geophysical data CRPL-F», pt. B, N 174—185, 1959.
14. «Tokyo Astronomical Observatory Map of the Sun», 1959.
15. И. Квичала, Ф. Гржебик и др. Бюлл. астрон. ин-тов Чехословакии, **12**, 47, 1961.
16. Stockholms Observ. Ann., **21**, N 5, 1960.
17. «Geophysikalische Meßreihen des Observatoriums für Ionosphärenforschung Kühlungsborn», N 1—12, 1959.
18. «IGY Solar Activity Report Series», N 8—11, 1959—1960.
19. А. К. Панкратов. Настоящий том, стр. 160 .
20. R. Hansen. Phys. Rev. Lett., **6**, 260, 1961.
21. M. A. Ellison, S. M. McKennan a. J. Reid. Dunsink Observ. Publ., **1**, N 3 1961.
22. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., **24**, 295, 1960.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г

О ЖЕСТКОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Л. С. Левицкий

Предлагается метод определения эффективной длины волны $\lambda_{эфф}$ рентгеновского излучения хромосферных вспышек для времени максимума внезапного ионосферного возмущения, основанный на использовании данных о минимальных частотах отражения, полученных на мировой сети ионосферных станций. Используя эту методику, были определены $\lambda_{эфф}$ для семи вспышек.

Полученные значения $\lambda_{эфф}$ находятся в пределах 2—3 Å.

ON THE HARD *X*-RAY EMISSION OF SOLAR FLARES, by *L. S. Levitsky.* — A method is proposed for the determination of the effective wavelength λ_{eff} of the X-ray emission of chromospheric flares at the moment of maximum of a SID. It is based on the utilization of data on the f_m in reflection frequencies, obtained from World Data Center Ionospheric Stations. The method is used for termining the λ_{eff} of seven flares. The derived values are within the limits 2—3 Å.

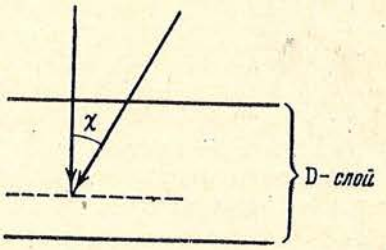
Факт возникновения внезапных ионосферных возмущений (SID) во время хромосферных вспышек свидетельствует о генерации дополнительного потока рентгеновского излучения, проникающего в D-область и вызывающего увеличение электронной плотности. То обстоятельство, что только небольшой процент вспышек вызывает SID, указывает, что именно в этих вспышках генерируются электроны, энергия которых много больше 1 *кэв*. Представляется важным определить интенсивность и спектр рентгеновского излучения, ответственного за SID, поскольку именно это излучение является наиболее важной характеристикой мощности нестационарных процессов в активных областях на Солнце, приводящих к возникновению вспышек.

В данной работе решается часть этой важной проблемы, а именно определяется эффективная длина волны рентгеновского излучения вспышек для времени максимума SID. Применяемый метод основан на использовании данных о минимальных частотах отражения f_{min}, полученных на мировой сети ионосферных станций за период МГГ—МГС.

Под эффективной длиной волны (λ) будем понимать излучение такой длины, которое по своему воздействию на ионосферу эквивалентно истинному излучению. Применяемый метод расчета эффективной длины волны ограничивает выбор возможных для анализа вспышек и их эффектов, так как используются только те вспышки, рентгеновское излучение которых не создает аномально высокой электронной плотности в D-области, т. е. когда возрастание f_{min} не достигает полного поглощения. Полное поглощение связано обычно с сильными протонными вспышками [1], сопровождающимися интенсивными всплесками радиоизлучения в широком диапазоне частот от сантиметровых до метровых волн [2]. Показаао [1, 3], что особенностью рентгеновского из-

лучения мощных протонных вспышек является сильное возрастание жесткости их спектра. Излучение сверхжестких фотонов в этом случае имеет, по-видимому, неравновесный характер. Исследуемые нами вспышки значительно менее интенсивны и вклад неравновесного излучения в ионизацию нижней ионосферы, вероятно, мал. Поэтому мы предполагаем, что определяемая нами эффективная длина волны будет характеризовать температуру водородной плазмы, нагретой в активной области.

Наблюдая одно и то же SID по материалам, полученным на различных ионосферных станциях, было обнаружено, что интенсивность его падает с увеличением зенитного угла χ Солнца. Предполагая, что область высот в D-слое, которая отвечает за $f_{\min}$, постоянна и равна ~ 75 *км* [4], легко видеть (фиг. 1), что изменение интенсивности SID с увеличением χ будет происходить за счет увеличения оптической толщи, которая будет меняться как $\tau(\lambda, z)\sec\chi$; $\tau(\lambda, z)$ — оптическая толща при $\chi=0$.



Фиг. 1. Увеличение оптической толщи при изменении зенитного угла Солнца

При этом предположении по характеру изменения интенсивности SID с увеличением χ можно судить о жесткости рентгеновского излучения.

Перейдем к количественному рассмотрению этого вопроса.

Напишем уравнения баланса ионизации для SID и для спокойного состояния ионосферы:

$$\frac{dN(t)}{dt} = q_p(t) + q_0 - \alpha N^2(t); \tag{1}$$

$$q_0 = \alpha N_0^2, \tag{2}$$

($\frac{dN_0}{dt} = 0$, так как исключаются из рассмотрения моменты восхода и захода Солнца), где $q_p(t)$ — скорость ионообразования под действием рентгеновского излучения хромосферной вспышки; q_0 — скорость ионообразования, обусловленная коротковолновой радиацией во время спокойного состояния Солнца; α — эффективный коэффициент рекомбинации; $N(t)$ — электронная плотность во время SID; N_0 — электронная плотность спокойной ионосферы.

Так как в районе максимума SID $\frac{dN(t)}{dt} = 0$, то, используя (1) и (2), можно записать

$$q_p(t) = \alpha\,[N^2(t) - N_0^2]. \tag{3}$$

Скорость ионообразования под действием рентгеновского излучения определяется, согласно [5], следующим выражением:

$$q_p(t) = \frac{\sigma(\lambda)\,n(z)}{\varepsilon}\left[1 - \frac{500}{h\nu}\right] I_{0\lambda} e^{-\tau(\lambda, z)\sec\chi}, \tag{4}$$

где $\sigma(\lambda)$ — эффективное сечение взаимодействия рентгеновского излучения с молекулами воздуха; $n(z)$ — плотность нейтральных частиц; ε — средняя энергия, необходимая для ионизации молекулы воздуха электронами (~ 32 *эв*); 500 — средняя энергия, необходимая для производства одной пары ионов под действием γ-кванта; $h\nu$ — энергия фотона; $I_{0\lambda}$ — интенсивность излучения вне атмосферы Земли.

Поглощение радиоволн в ионосфере будет определяться следующим выражением:

$$E = E_0 e^{-\int k dz}, \tag{5}$$

где E_0 и E — амплитуды волны до и после поглощения; k — коэффициент поглощения, который можно записать в следующем виде [6]:

$$k = \text{const} \frac{N(z, t)\, \nu(z)}{\left[\frac{\nu(z)}{2\pi}\right]^2 + [f + f_L]^2}, \tag{6}$$

где $N(z, t)$ — электронная плотность; $\nu(z)$ — частота столкновений электронов; f — частота радиоволны; f_L — продольная компонента гирочастоты.

Если E_0 — амплитуда радиоволны в отсутствие поглощения и E — минимальная амплитуда волны, которую еще может зарегистрировать приемник ионосферной станции, то f есть минимальная частота отражения — $f_{\min}$.

Подставляя (6) в (5) и считая $\left(\frac{\nu}{2\pi}\right)^2 \ll [f_{\min} + f_L]^2$, после логарифмирования получим

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{N(z, t)\, \nu(z)}{[f_{\min}(t) + f_L]^2}\, dz = \text{const} \ln \frac{E_0}{E}. \tag{7}$$

Будем считать, что для всех ионосферных станций

$$\ln \frac{E_0}{E} \approx \text{const}, \tag{8}$$

тогда, воспользовавшись теоремой о среднем интеграла, как это делается в [7], и включая среднее значение $\overline{\nu}(z)$ в const, получим

$$\frac{\overline{N}(t)}{[f_{\min}(t) + f_L]^2} \approx \text{const}, \tag{9}$$

где $\overline{N}(t)$ — среднее значение электронной плотности. Условие (9) будем считать справедливым как для SID, так и для спокойного состояния ионосферы, причем численное значение (9), при выполнении условия (8), должно оставаться постоянным для всех ионосферных станций.

Для любых двух станций и для одного и того же SID можно записать уравнения баланса ионизации, используя (3), (4) и (9) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma(\lambda)\, n(z)}{\varepsilon} \left[1 - \frac{500}{h\nu}\right] I_{0\lambda} e^{-\tau(\lambda, z) \sec \chi_m} &= \alpha\, \text{const}^2 F_m, \\ \frac{\sigma(\lambda)\, n(z)}{\varepsilon} \left[1 - \frac{500}{h\nu}\right] I_{0\lambda} e^{-\tau(\lambda, z) \sec \chi_n} &= \alpha\, \text{const}^2 F_n, \end{aligned} \tag{10}$$

где индексы m и n относятся к двум любым ионосферным станциям;

$$\begin{aligned} F_m &= \{[f_{\min}^{(m)}(t) + f_L^{(m)}]^4 - [f_{\min_0}^{(m)} + f_L^{(m)}]^4\}, \\ F_n &= \{[f_{\min}^{(n)}(t) + f_L^{(n)}]^4 - [f_{\min_0}^{(n)} + f_L^{(n)}]^4\}. \end{aligned} \tag{11}$$

Разделив в (10) первое уравнение на второе, после логарифмирования получим

$$\frac{\ln \frac{F_m}{F_n}}{\sec \chi_n - \sec \chi_m} = \tau(\lambda, z). \qquad (12)$$

Следовательно, наблюдая одно и то же SID на двух станциях, достаточно удаленных одна от другой, можно определить $\tau(\lambda, z)$. Для более точного определения τ лучше использовать не две, а большее число станций и по ним определить среднее значение τ. Зная $\tau(\lambda, z)$ и задаваясь высотой, можно из

$$\tau(\lambda, z) = \sigma(\lambda) \int_{z_{\max}}^{\infty} n(z)\, dz$$

определить $\sigma(\lambda)$, а следовательно, и $\lambda_{эфф}$.

Для определения $\lambda_{эфф}$ вышеизложенным методом были выбраны семь вспышек, сведения о которых, взятые из [8, 9], приведены в таблице.

Таблица

Дата вспышки	Начало	Конец	Максимум	Балл	Координаты
30.IX 1957 г.	16^h57^m	17^h50^m	17^h06^m	3	N25 W37
5.V 1958 г.	03 56	14 57	04 15	3	S18 W29
4.VI	21 47E	23 56	21 52	2	N14 W58
24.XI	16 07	19 07	16 21	3	S11 W08
21.I 1959 г.	17 00	17 50	17 09	3	N10 E48
2.II	18 16	20 55	18 24	3	N09 E60
31.VIII	22 22	23 44	22 52	2+	S08 W46

Вспышка 4.VI 1958 г. является слабой протонной вспышкой [10]. SID 2.II 1959 г. имеет два максимума: первый соответствует максимуму вспышки, второй по времени ближе к максимуму всплеска радиоизлучения на 2800 *Мгц*. Для обоих максимумов определены значения τ.

На фиг. 2 приведены графики, показывающие зависимость $\ln F$ от χ для этих вспышек. Точками указаны значения $\ln F$, вычисленные по $f_{\min}$ (в области максимума SID), наблюдаемому на различных станциях.

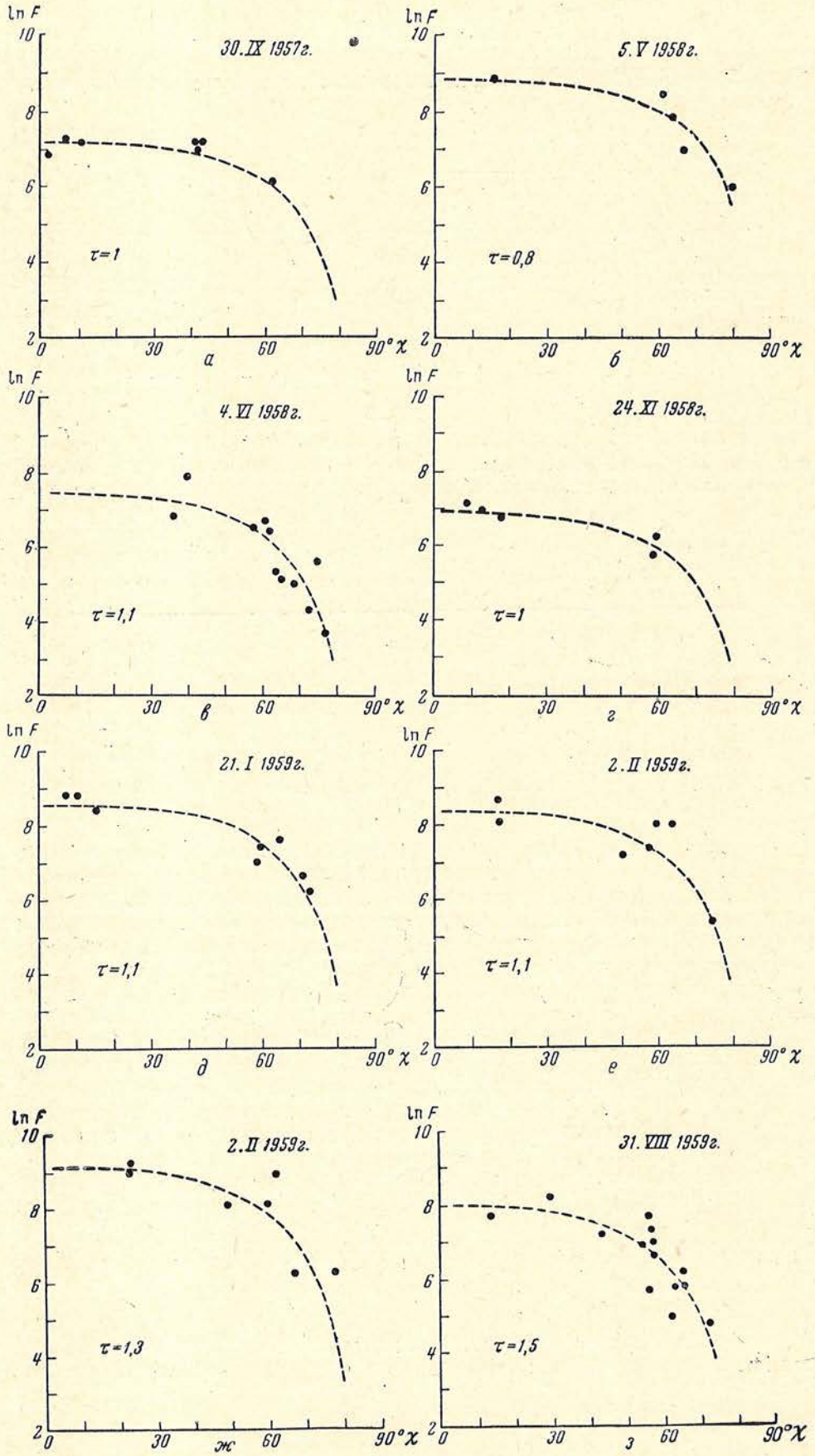
Там же указаны средние значения τ, полученные для каждой вспышки по формуле (12). Пунктиром проведены кривые, показывающие зависимость $\ln F$ от χ для указанных средних значений τ.

Из фиг. 2 видно, что разброс точек относительно кривых $\tau = \text{const}$ невелик, что, по-видимому, может служить подтверждением пригодности данного метода для определения τ.

Полученные значения τ колеблются для различных вспышек от 0,8 до 1,5. Принимая высоту 75 *км*, вычислены $\lambda_{эфф}$, которые приведены ниже:

τ	0,8	1	1,1	1,3	1,5
$\lambda_{эфф}$, Å	2,2	2,3	2,4	2,5	2,7

Из этих данных видно, что для рассмотренных вспышек вычисленные значения $\lambda_{эфф}$ мало отличаются одно от другого, и находятся в пределах 2—3 Å.



Фиг 2. Зависимость lnF от χ для различных вспышек

Для момента максимума вспышки 31.VIII 1959 г. получен спектр рентгеновского излучения при измерениях на ракете [11]. Используя этот спектр, было показано [12], что дополнительная ионизация в D-области будет происходить в основном на высотах более 70 *км*, с максимумом электронной плотности на высоте ~ 80 *км*.

Вычисленное нами значение $\lambda_{эфф}$ для этого случая равно 2,7 Å. Излучение с $\lambda = 2{,}7$ Å создаст максимальную ионизацию на высоте ~ 78 *км*. Следовательно, можно заключить, что полученное значение $\lambda_{эфф}$ для 31.VIII 1959 г. по эффекту воздействия на D-область не противоречит истинному спектру рентгеновского излучения, что также может служить подтверждением надежности данного метода.

Предполагая равновесное излучение для $\lambda = 2$ Å, получаем значение для температуры $T \sim 10^7$ °К.

Для мощных протонных вспышек, например, 23.III 1958 г., 14.VII 1959 г., 12.XI 1960 г. [10, 13], найдены $\lambda_{эфф} \ll 2$ Å [1, 3], что труднее объяснить только равновесным излучением.

Сильное возрастание жесткости рентгеновского излучения для этих вспышек обязано, по-видимому, тормозному излучению быстрых электронов, ускоренных во вспышке.

В дальнейшем предполагается, используя записи радиоизлучения на различных частотах для рассмотренных в работе хромосферных вспышек и принимая тепловой механизм для радиовсплесков небольшой интенсивности, определить соответствующую им температуру плазмы и сравнить ее с полученной для рентгеновского излучения.

Автор благодарит Ю. И. Нешпора за подробную консультацию при выполнении работы, а также выражает благодарность В. В. Гапееву за оформление иллюстративного материала для печати.

23 мая 1962 г.

Литература

1. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Астрон. ж., **39**, № 3, 1962.
2. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. обс., **28**, 305, 1962.
3. Ю. И. Нешпор. Настоящий том, стр. 152.
4. J. D. Whitehead. J. Atmosph. a. Terr. Phys., **9**, 276, 1956.
5. M. Nicolet, A. Aikin. J. Geophys. Res., **65**, N 5, 1960.
6. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг. Распространение радиоволн. Гостехиздат, 1953.
7. Ю. И. Нешпор, Н. А. Савич. Изв. Крымской астрофиз. обс., **24**, 1960.
8. «IGY Solar Activity Report Series», N 12, 1960.
9. «IGY Solar Activity Report Series», N 15, 1961.
10. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Астрон. ж., **38**, № 3, 1961.
11. T. A. Chubb, H. Fridman and R. W. Kreplin. The 1st International Space Science Symposium, Nice, January, 1960.
12. R. C. Whitten, I. G. Poppoff. J. Geophys. Res., **66**, N 9, 1961.
13. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз., обс., **28**, 293, 1962.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Ю. И. Нешпор

На основании изучения частотной зависимости ослабления космического радиоизлучения во время внезапных ионосферных возмущений делаются следующие выводы:

1. Спектральное распределение интенсивности рентгеновского излучения вспышек различно для разных вспышек.

2. Некоторые солнечные вспышки характеризуются довольно значительным увеличением интенсивности рентгеновского излучения в коротковолновой области (0,1 ÷ 1 Å).

AN INVESTIGATION OF THE *X*-RAY EMISSION OF SOLAR FLARES BY THE RADIO ASTRONOMICAL METHOD, by *Y. I. Neshpor.*— The following conclusions are made on the basis of a study of the frequency dependence of weakening of cosmic radio emission during sudden ionospheric disturbances.

1. The spectral distribution of the X-ray emission intensity of flares is different for different flares.

2. Some solar frares are characterized by an appreciable intensity increase of X-ray emission in the short-wave region (0,1 ÷ 1 Å).

Ракетные измерения [1, 2] и косвенные методы исследования области D ионосферы [3, 4] указывают на тот факт, что в излучении некоторых солнечных вспышек наблюдается довольно значительное увеличение коротковолновой радиации, вызывающей существенные изменения в земной ионосфере. Изучение спектрального состава этого излучения и его временного изменения представляет значительный интерес как с астрофизической, так и с геофизической точек зрения.

Для исследования жесткой радиации вспышек может быть использован метод измерения поглощения на двух частотах. Изучение частотной зависимости ослабления сигнала [5—7] во время внезапных ионосферных возмущений (SID) позволяет судить о местоположении поглощающего слоя. А так как глубина проникновения рентгеновского излучения вспышек и высота избыточного поглощения непосредственно связаны, то, изучая частотную зависимость поглощения радиоволн, можно получить некоторые данные о спектральном распределении интенсивности этой радиации.

ЗАВИСИМОСТЬ ПОГЛОЩЕНИЯ ОТ ЧАСТОТЫ

В настоящее время для изучения частотной зависимости ослабления сигнала [5—8] широко применяется радиоастрономический метод (регистрация интенсивности космического радиоизлучения на нескольких частотах).

Напряженность поля принимаемого радиоизлучения E, и коэффициент поглощения среды, согласно [9], связаны следующим соотношением:

$$\ln \frac{E}{E_0} = -\int k(z)\,dz, \qquad (1)$$

где E_0 — напряженность поля в отсутствие поглощения;

$$k(z, t) = \frac{2\pi e^2}{mc} \frac{N(z, t)\,\nu(z)}{\nu^2(z) + (\omega + \omega_L)^2},$$

$N(z, t)$ — электронная плотность; $\nu(z)$ — частота столкновений; m, e — заряд и масса электрона; c — скорость света, ω — рабочая частота; ω_L — гирочастота.

В [5] было показано, что если рентгеновское излучение вспышек проникает до высот, где $\nu^2 \geqslant \omega + \omega_L$, то в этом случае в зависимости от вида кривой $N(z, t)$ может существовать зависимость избыточного поглощения от частоты в виде

$$\frac{\Delta\rho_{\omega_1}}{\Delta\rho_{\omega_2}} = \left[\frac{\omega_L + \omega_2}{\omega_1 + \omega_L}\right]^n,$$
$$0 \leqslant n \leqslant 2$$

где $\Delta\rho_{\omega_1}$ — избыточное поглощение на частоте ω_1, $\Delta\rho_{\omega_2}$ — избыточное поглощение на частоте ω_2.

Кроме того, в [5] отмечалось, что если увеличение ионизации происходит преимущественно в слое, тонком по сравнению со спокойной D-областью, то для слоя, где

$$\nu_1\nu_2 = (\omega_2 + \omega_L)(\omega_1 + \omega_L), \tag{2}$$

где ν_1 и ν_2 — значения частоты столкновения на границах возмущающего слоя, можно записать

$$\frac{\Delta\rho_{\omega_1}}{\Delta\rho_{\omega_2}} = \frac{\omega_2 + \omega_L}{\omega_1 + \omega_L}. \tag{3}$$

Таблица 1

Дата	Начало	Максимум	Конец	$\frac{\Delta\rho f = 26,7}{\Delta\rho f = 32,5}$
1.IV 1960 г.	11^h51^m—11^h52^m	12^h05^m		1,20
29.V	10 39 —10 40	10 45		1,46
8.VI	10 41	10 50	11^h20^m	1,27
13.VI		10 42		1,46
26.VI	16 58 —17 00	17 12	18 00	1,46
27.VI	14 49	14 58	15 30	1,40
14.VII	13 57	14 00	14 20 —14 30	1,42
20.VII	13 23 —13 24	13 32	13 54	1,35
7.VIII	10 25 —10 26	10 38	11 50	1,44
7.VIII	15 19 —15 20	15 22		1,22
14.VIII	16 06	16 09	16 35	1,65
19.VIII	15 38	15 50		1,46
14.IX	13 03 —13 04	13 10		1,46
19.IX	9 59	10 08		1,32
10.XI	13 17	13 29	15 40	1,57
12.XI	16 26	16 30	17 15	1,20
18.VII 1961 г.	12 43 —12 44	13 14	14 30	1,20

Для изучения частотной зависимости ослабления сигнала (определение местоположения избыточного поглощения) были использованы

данные по поглощению космического радиоизлучения на двух частотах: 26,7 и 32,5 *Мгц* [8]. В период с апреля 1960 г. по август 1961 г. было зарегистрировано свыше 20 случаев внезапного увеличения поглощения космического радиоизлучения. В табл. 1 приведены 17 случаев, для которых в максимуме ионосферного эффекта определены отношения избыточных поглощений на двух частотах. Для рабочих частот (26,7 и 32,5 *Мгц*) в случае, если увеличение электронной плотности происходит в области, где $\omega \gg \nu$, отношение избыточных поглощений

$$\frac{\Delta\rho_{\omega_1}}{\Delta\rho_{\omega_2}} = \left(\frac{\omega_2 + \omega_L}{\omega_1 + \omega_L}\right)^2 = 1{,}46.$$

Как видно из таблицы, во время некоторых (даты подчеркнуты) внезапных ионосферных возмущений (SID) ослабление интенсивности космического радиоизлучения обратно пропорционально рабочей частоте, т. е. соблюдается соотношение (3). Используя выражение (2), а также данные о высотном распределении частоты столкновения $\nu(z)$ [10], можно заключить, что для отмеченных эффектов увеличение электронной плотности в основном произошло в области 40—60 *км*.

ЗАВИСИМОСТЬ ИЗБЫТОЧНОЙ ИОНИЗАЦИИ ОТ ВЫСОТЫ

В результате поглощения средой одного рентгеновского кванта [11] образуется

$$\frac{h\nu - 500}{\varepsilon_i} = i(\lambda) \text{ пар ионов,}$$

где $h\nu$ — энергия кванта; 500 — энергия связи; ε_i — количество энергии, необходимое для образования одной пары ионов.

Тогда полное число актов ионообразования на высоте z будет

$$I(z) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{500}{h\nu}\right) \frac{\sigma(\lambda)\, n(z)}{\varepsilon_i} S_\infty(\lambda)\, e^{-\tau(\lambda, z)}\, d\lambda, \tag{4}$$

где λ — длина волны; $\sigma(\lambda)$ — эффективное поперечное сечение фотоионизации; $\tau(\lambda, z)$ — оптическая толща; $S_\infty(\lambda)$ — поток вне атмосферы.

Из выражения (4) видно, что если известна зависимость потока $S_\infty(\lambda)$ от длины волны, то можно построить относительное изменение функции ионообразования с высотой [12], т. е.

$$\varphi(z) = \frac{I(z)}{I(z)_{z=z_m}}, \tag{5}$$

где $I(z)_{z=z_m}$ — максимальное значение функции ионообразования.

Для определения зависимости избыточной ионизации от высоты используем обычное уравнение баланса [11]. Предполагая, что в области высот 40—80 *км* эффективный коэффициент рекомбинации не зависит от высоты, получим

$$N(t, z) = \sqrt{[x^2(t, z)_{\substack{t=t_m \\ z=z_m}} - 1]\, N^2(0, z)_{z=z_m} \varphi(z) + N^2(0, z)}, \tag{6}$$

где $N(t, z)_{t=t_m}$ — значение электронной плотности на высоте z; $x(t, z)_{\substack{t=t_m \\ z=z_m}}$ — относительное увеличение электронной плотности на высоте z_m; $N(0, z)$ —

значение электронной плотности во время спокойного состояния ионосферы t_m — момент максимума ионосферного эффекта. Из (6) видно, что если известна модель невозмущенной ионосферы и относительное изменение электронной плотности на высоте z_m то для определенного вида $S_\infty(\lambda)$ (или $\varphi(z)$) рентгеновского излучения можно построить распределение избыточной ионизации во время SID, а следовательно, и рассчитать величину полного поглощения.

СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

1. Методическая часть

Определение функции $S_\infty(\lambda)$ производилось методом сопоставления расчетных результатов с данными наблюдений, используя соотношения (1), (4)—(6). Распределение $N(0, z)$ задавалось в виде экспоненты $N(0, z) = 100 \cdot e^{0,23(z-70)}$ [12]. Выбор функции распределения начального значения электронной плотности принципиального значения не имеет, так как в области высот 40—60 *км* значением $N(0, z)$, по сравнению со значением $N(t, z)_{t-t_m}$, можно пренебречь. Для заданного $\varphi(z)$ (т. е. для $S_\infty(\lambda)$) значение $x(t, z)_{\substack{t=t_m \\ z=z_m}}$ подбиралось таким, чтобы величина избыточного поглощения на частоте 26,7 *Мгц*

$$\Delta\rho = \frac{2\pi e^2}{mc} \int_z \frac{[N(t, z) - N(0, z)]\, \nu(z)}{\nu^2(z) + 4\pi^2 (26,7 + f_L)^2}\, dz$$

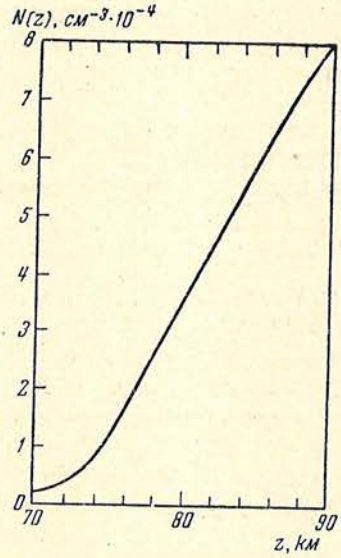
соответствовала экспериментально измеренному значению $\Delta\rho_{f=26,7}$ во время SID. Затем рассчитывалось поглощение на частоте 32,5 *Мгц* и находилось отношение избыточных поглощений $\frac{\Delta\rho_{f=26,7}}{\Delta\rho_{f=32,5}}$. Из сопоставления полученных результатов с данными наблюдений делалось заключение о спектральном распределении интенсивности рентгеновского излучения солнечной вспышки.

С целью подтверждения возможности применения предлагаемой методики определения $S_\infty(\lambda)$ интересно рассмотреть ионосферное возмущение 19 августа 1960 г. На втором космическом корабле-спутнике [1] в интервале времени $15^h45^m - 15^h54^m$ (московское время) было зарегистрировано возрастание потока коротковолновой радиации в 3,2 раза в области 8—21 Å. В результате воздействия этой радиации увеличение электронной плотности [11] (увеличение поглощения) должно произойти в области выше 75 *км*. Интервал времени (15^h45^m—15^h54^m) соответствует максимуму ионосферного эффекта (15^h50^m). Измерение интенсивности космического радиоизлучения на двух частотах $\left(\frac{\Delta\rho_{f=26,7}}{\Delta\rho_{f=32,5}} = 1,46\right)$ показывает, что увеличение поглощения произошло в основном в области выше 75 *км*, что хорошо согласуется с [1]. Таким образом, изучая частотную зависимость поглощения радиоволн, можно судить о характере коротковолновой радиации солнечных вспышек.

2. Количественные оценки

Во время вспышки 31 августа 1959 г. Т. Чабб, Г. Фридман и др. измерили спектр рентгеновского излучения [13]. Р. Уиттен и И. Попов [14], используя данные, полученные в [13], построили распределение

избыточной ионизации в зависимости от высоты (фиг. 1). Как видно из фиг. 1, увеличение электронной плотности в основном произошло выше 70 *км*. Так как для отмеченных в табл. 1 SID увеличение избыточного поглощения произошло на уровне 40—60 *км*, то, по-видимому, спектральное распределение интенсивности коротковолновой радиации вспышек, вызвавших эти ионосферные эффекты, носит другой характер. Для подтверждения этого предположения рассмотрим внезапные ионосферные возмущения 1 апреля и 12 ноября 1960 г. На фиг. 2 представлены кривые (сплошные) распределения избыточной ионизации в предположении, что излучение вспышки происходит только в строго определенном довольно узком интервале длин волн. Изменение интенсивности в каждом из этих интервалов соответствует изменению интенсивности спектра [14] в этом же диапазоне, т. е. если мы будем расширять интервал длин волн, то получим спектр, опубликованный в [14].



Фиг. 1. Зависимость электронной плотности от высоты, полученная в [14] для SID 31 августа 1959 г.

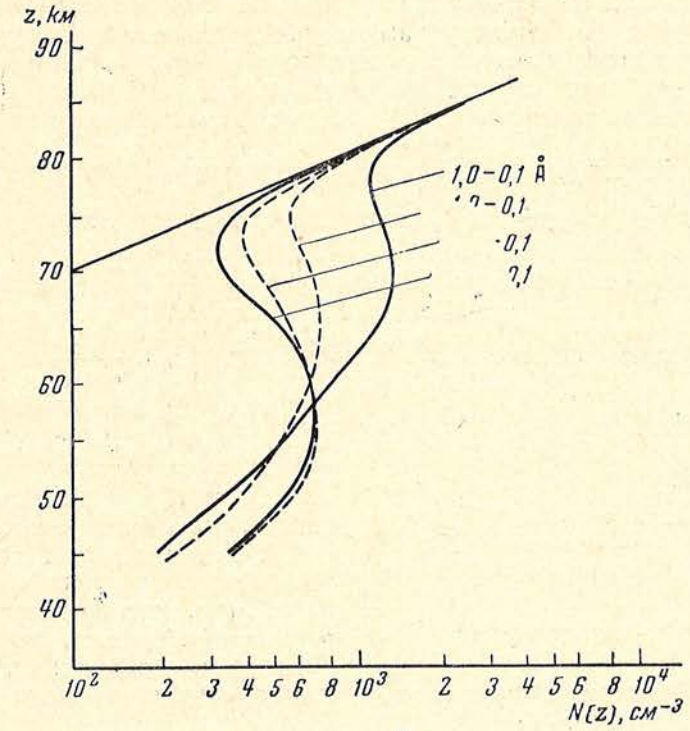
Кривые $N(z)$ на фиг. 2 построены для соответствующих диапазонов с таким расчетом (подбором $x(t, z)_{\substack{t=t_m \\ z=z_m}}$), чтобы полное избыточное поглощение равнялось максимальному значению, измеренному во время SID на частоте 26,7 *Мгц*. Затем рассчитывалось поглощение на частоте 32,5 *Мгц*. Отношения $\frac{\Delta\rho_{f=26,7}}{\Delta\rho_{f=32,5}}$ представлены в табл. 2.

Таблица 2

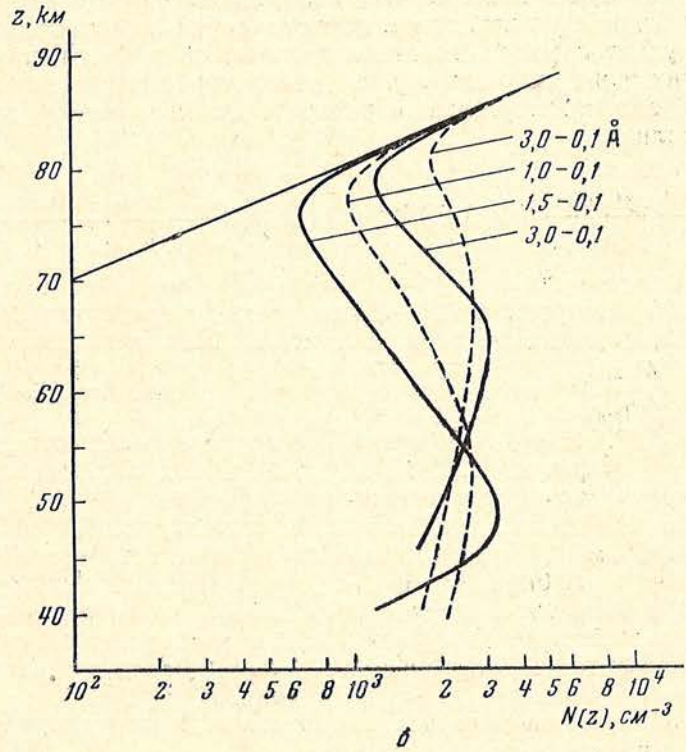
Дата, 1960 г.	Чабб и Фридман		$S_\infty(\lambda)=f(\lambda)=\text{const}$		Эксперимент $\frac{\Delta\rho_{f=26,7}}{\Delta\rho_{f=32,5}}$
	диапазон	отношение	диапазон	отношение	
12.XI	1,0—0,1 Å	1,345	1,0—0,1 Å	1,293	
	0,5—0,1	1,273	0,6—0,1	1,270	~1,2
	0,3—0,1	1,235	0,2—0,1	1,245	
1.IV	3,0—0,1	1,292	3,0—0,1	1,262	~1,2
	1,5—0,1	1,214	1,0—0,1	1,234	

Из таблицы видно, что наилучшее согласие расчетных данных с данными наблюдений имеет место при предположении о том, что рентгеновское излучение выходит в диапазоне 0,3—0,1 Å (12 ноября) и 1,0—0,1 Å (1 апреля). С расширением же диапазона это согласие нарушается. Следовательно, ионосферные эффекты типа 12.XI 1960 г. и 1.IV 1960 г. объяснить рентгеновским излучением со спектральным распределением [14] не представляется возможным. На основании этого, по-видимому, можно сделать вывод о том, что спектральное распределение рентгеновского излучения вспышек различно для различных солнечных вспышек.

Далее, если предположить, что рентгеновское излучение вспышек обусловлено тормозным излучением высокоэнергичных частиц [15], то



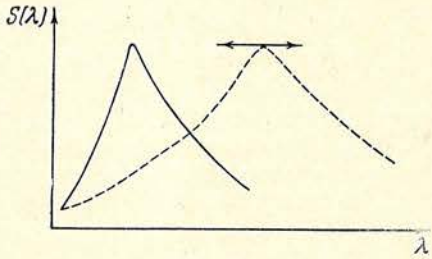
а



б

Фиг. 2. Зависимость электронной плотности от высоты для ионосферного возмущения 12 ноября 1960 г. (*а*) и для ионосферного возмущения 1 апреля 1960 г. (*б*)

вряд ли спектр коротковолновой радиации будет ограничен в длинноволновой области. Поэтому нами делается попытка объяснить ионосферные эффекты типа, наблюдавшегося 1 апреля спектром с максимальным значением интенсивности в области 0,3 Å. Причем изменение интенсивности коротковолновой радиации в области мягкого излучения обратно пропорционально квадрату длины волны $\left(S_\infty(\lambda) \propto \frac{1}{\lambda^2}\right)$, а в области жесткого излучения пропорционально длине волны $(S_\infty(\lambda) \propto \lambda)$. Расчеты отношений избыточных поглощений $\left(\frac{\Delta\rho_{f=26,7}}{\Delta\rho_{f=32,5}} = 1{,}236\right)$ указывают на хорошее согласие с данными наблюдений $\left(\frac{\Delta\rho_{f=26,7}}{\Delta\rho_{f=32,5}} \approx 1{,}2\right)$.



Фиг. 3. Зависимость потока рентгеновского излучения от длины волны

Таким образом, ионосферные эффекты типа 1 апреля 1960 г. можно объяснить спектром, представленным на фиг. 3. Если предположить теперь, что от вспышки к вспышке положение максимального значения S_∞ (λ), а также наклон спадающих ветвей (см. фиг. 3) могут меняться, то можно объяснить различные ионосферные эффекты и получить спектр, опубликованный в работе [14].

Поскольку все же на основании изучения внезапных ионосферных возмущений сделать строго определенных выводов о спектральном распределении коротковолновой радиации затруднительно, то вводятся понятия об эффективном диапазоне рентгеновского излучения, т. е. истинное распределение $S_\infty(\lambda)$ аппроксимируется прямоугольным распределением в некотором интервале длин волн

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\left(1-\frac{500}{h\nu}\right)\frac{\sigma(\lambda)n(z)}{\varepsilon_i}S_\infty(\lambda)\,e^{-\tau(\lambda,z)}\,d\lambda = S_\infty\int_{\lambda_1'}^{\lambda_2'}\left(1-\frac{500}{h\nu}\right)\frac{\sigma(\lambda)\,n(z)}{\varepsilon_i}\,e^{-\tau(\lambda,z)}\,d\lambda.$$

Зависимость электронной плотности от высоты представлена на фиг. 2 (пунктиром). Значения отношений избыточных поглощений на двух частотах $\frac{\Delta\rho_{f=26,7}}{\Delta\rho_{f=32,5}}$ для соответствующих диапазонов $(S_\infty(\lambda))$ приводятся в табл. 2. Из таблицы видно, что солнечные вспышки, вызвавшие ионосферные эффекты 12.XI и 1.IV 1960 г., сопровождались довольно жестким излучением коротковолновой радиации (0,1—1,0 Å).

Прежде чем сделать окончательные выводы, необходимо отметить следующее. Нами делалось предположение о том, что эффективный коэффициент рекомбинации $(\alpha\ \ (z))$ не зависит от высоты в нижней области D ионосферы. Учет зависимости $\alpha_{эф}$ (z) от высоты может привести только к тому, что эффективный диапазон рентгеновского излучения вспышки будет находиться в более коротковолновой части спектра. Общее же содержание выводов не изменится.

Таким образом, на основании изложенного материала, по-видимому, можно сделать следующие выводы.

1. Сопоставления ионосферных эффектов с ракетными измерениями рентгеновского излучения указывают на тот факт, что наряду с прямы-

ми методами исследования коротковолновой радиации косвенные методы успешно могут применяться.

2. Спектральное распределение интенсивности рентгеновского излучения вспышек различно для различных солнечных вспышек.

3. Некоторые солнечные вспышки характеризуются довольно значительным увеличением интенсивности рентгеновского излучения в коротковолновой области (0,1—1,0Å).

Естественно, что все указанные выводы должны быть проверены на большем экспериментальном материале с привлечением данных, полученных на ракетах и спутниках.

14 мая 1962 г.

Литература

1. А. И. Ефремов, А. Л. Подмошенский и др. Сб.: «Искусственные спутники Земли», вып. 10. Изд-во АН СССР, 1961.
2. «I. G. Y. Rocket Report Series», N 1, 1958; «Experimental results of the U. S. Rocket programm for the International Geophysical Year to 1 July», 183—185, 1958.
3. Н. А. Савич. Изв. Крымской астрофиз. обс., **19**, 126, 1958.
4. Ю. И. Нешпор, Н. А. Савич. Изв. Крымской астрофиз. обс., **24**, 41, 1960.
5. Ю. И. Нешпор. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 156, 1961.
6. Е. А. Бенедиктов, Ю. С. Коробков. Изв. высших учебных заведений, **3**, № 2, 1960.
7. S. Ziauddin and P. A. Forsyth. J. Geophys. Res., **66**, N 8, 1961.
8. А. Н. Абраменко, Ю. И. Нешпор. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 1961.
9. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг. Распространение радиоволн. Гостехиздат, 1953.
10. S. Chapman, C. G. Little. J. Atmosph. a. Terr. Phys.. **10**, N 1, 20—31.
11. M. Nicolet a. A. C. Aikin. J. Geophys. Res., **65**, N 5, 1960.
12. Ю. И. Нешпор. Сб. статей «Ионосферное исследование», № 10, 1962.
13. T. A. Chubb, H. Friedman a. R. W. Kreplin. J. Geophys. Res., **65**, 1831—1832, 1960.
14. R. C. Whitten a. I. G. Popoff. J. Geophys. Res., **66**, N 9, 1961.
15. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **22**, 67, 1960.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ И РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

А. К. Панкратов

В работе использованы данные по f_{min}, радиоизлучению и хромосферным вспышкам, накопленные за МГГ — МГС мировой сетью станций и обсерваторий.

Статистически рассмотрена связь между рентгеновским излучением и свечением вспышек в H_α.

Обнаружено шесть мощных хромосферных вспышек (балл 3 и 3+), которые совсем не сопровождались рентгеновским излучением ($\lambda \leqslant 8$ Å), а также восемь «сдвоенных» вспышек, которые генерировали рентгеновское излучение только в одном узле или максимуме.

Установлено отсутствие эффекта направленности в рентгеновском излучении вспышек.

Установлено, что все всплески радиоизлучения IV типа сопровождаются значительным потоком рентгеновского излучения, достаточным для появления хорошо заметной (по f_{min}) дополнительной ионизации в слое *D* ионосферы. Кратко обсуждается возможность однозначного соответствия между наличием рентгеновского излучения солнечных вспышек и всплесков радиоизлучения IV типа.

Доказано, что ряд мощных ионосферных эффектов (в слое *D*) вызван рентгеновским излучением от залимбовых вспышек, которые видны с Земли как поярчания или же не видны совсем. Такой же результат получен в [11] и [12].

Этот факт, по-видимому, свидетельствует о том, что область генерации рентгеновского излучения не ограничивается областью свечения вспышки в H_α, а распространяется на высоты в несколько десятков тысяч километров, в область корональной конденсации.

ON THE RADIO AND *X*-RAY EMISSION OF SOLAR FLARES, by *A. K. Pankratov*.— Data on f_{min} radio emission and solar flares, collected during the IGY and IGC by observatories and stations have been used.

The connection between X-ray emission and the emission in H_α of flares is studied statistically.

Six intense chromospheric flares (importance 3 and 3+), which were not accompanied by X-ray emission ($\lambda \leqslant 8$ Å), were detected and also eight «doubled» flares which generated X-ray emission only in one knot or maximum.

The absence of a directivity effect in the X-ray emission of flares is established.

It is found that all type IV bursts of radio emission are accompanied by an appreciable flow of X-ray emission, sufficient for the appearance of a well noticeable (according to f_{min}) additional ionization of the *D* layer. The possibility of a unique relation between the presence of X-ray emission of solar flares and type IV bursts of radio emission is discussed briefly.

It is proved that several intense ionospheric effects (in the *D* layer) are due to the X-ray emission from behind-the-limb flares, which are seen from the earth as a subflares or not at all. An identical result was obtained in [11] and [12]. This fact is apparently evidence that the region of generation of X-ray emission is not limited by the region of flare emission in H_α but extends to heights of several tens of thousands of kilometers into the region of coronal condensations.

Рентгеновское излучение солнечных вспышек, увеличивая ионизацию в нижней ионосфере [1], вызывает целый ряд геофизических эффектов, таких как внезапное увеличение поглощения космических шумов

(SCNA), поглощение коротких радиоволн (SWF), возрастание минимальных частот отражения f_{min} и др.

Исследование этих явлений в значительной мере способствует пониманию природы физических процессов во вспышках.

Используя обширный экспериментальный материал, накопленный во всем мире за МГГ — МГС, можно попытаться решить такие важные вопросы в физике вспышек, как природу, высоту генерации и жесткость рентгеновского излучения, его взаимосвязь с развитием вспышек в H_α, а также радиоизлучением вспышек и ускорением протонов до больших энергий и т. д.

Рассмотрением некоторых из этих вопросов мы и займемся в данной работе.

I. Данные наблюдений

В работе были использованы данные о хромосферных вспышках и поярчаниях [2—5], выбросах и активных протуберанцах [6], о радиоизлучении солнечных вспышек [7, 8], а также в некоторых случаях данные по SWF [4].

Рентгеновское излучение Солнца изучалось по возрастаниям минимальных частот отражения f_{min} при вертикальном зондировании ионосферы. Для этой цели были взяты результаты наблюдений, полученные на мировой сети ионосферных станций за период МГГ — МГС.

В качестве основных были взяты три группы тесно расположенных станций с 15-минутными интервалами между наблюдениями и однородными результатами наблюдений.

а) Перуанские станции: Huancajo (12S 75,3W), Talara (4,6S 81,2W) и Chimboto (9S 78,6W) — эффективное время наблюдения вспышек с 13 по 22^h мирового времени.

б) Японские станции: Akite (39,7N 140,1E), Kokubunji (35,7N 139,5E), Wakkanai (45,4N 141,7E), Yamagawa (31,2N 130,6E) и Okinawa (26,5N 128,0E) — эффективное время наблюдения вспышек с 23 по 7^h мирового времени.

в) Советские станции: Симферополь (34,1E 44,7N), Москва (55,5N 37,3E) и Горький (56,2N 44,3E) — эффективное время наблюдения вспышек с 5 по 14^h мирового времени.

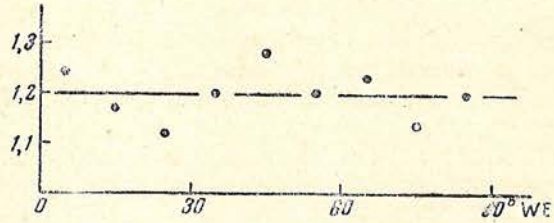
Явление включалось в список рентгеновских эффектов, если возрастание f_{min} четко выделялось на фоне суточного хода, а время его начала, длительность и амплитуда хорошо совпадали на соседних станциях. Началом эффекта считался момент первого наблюдения, когда возрастание уже заметно, а концом—момент последнего наблюдения, когда возрастание еще не исчезло. Начало эффекта с точностью до 15 *мин* совпадает с появлением потока рентгеновского излучения, достаточного для появления заметной дополнительной ионизации в слое *D*. Конец эффекта во многих случаях был определен менее точно, так как возвращение f_{min} к спокойному уровню часто было очень плавным.

Всего, таким образом, по f_{min} было выделено за МГГ — МГС около 600 рентгеновских эффектов. Каждый случай был охарактеризован баллом по трехбалльной шкале, учитывавшим амплитуду и длительность эффекта, а также зенитный угол Солнца. Наиболее тщательно были выделены все эффекты в интервале 13—22^h UT. Из-за значительных флуктуаций в f_{min} на японских станциях некоторое количество слабых эффектов в интервале 23—7^h UT могло быть пропущено. Вследствие большой географической широты ($\geqslant 45°$ N) советские станции были менее чувствительны к эффектам вспышек в зимнее время. Отсутствовали данные за ноябрь-декабрь 1959 г. для перуанских станций. В целом же список эффектов вспышек оказался достаточно обширным и был использован для дальнейших сопоставлений.

II. Сопоставление эффектов рентгеновского излучения с хромосферными вспышками

1. Для 79% рентгеновских эффектов (от 600) были однозначно найдены соответствующие хромосферные вспышки. Для 9% эффектов были найдены более чем одна вспышка (2—3) на каждый эффект и однозначное соответствие не было установлено. Остальные 12% эффектов будут обсуждаться ниже (смотри раздел IV).

2. Вспышки с рентгеновским излучением оказались почти однородно распределенными по всем долготам от центрального меридиана Солнца и в поясе широт примерно ±30° от экватора. Следует, однако, попутно отметить, что в 1959 г. наблюдалось резкое несоответствие числа рентгеновских эффектов от северной и южной полусфер Солнца. Только 14 из 150 эффектов, т. е. ~10% было вызвано южными вспышками.



Фиг. 1. Зависимость среднего балла рентгеновского эффекта (по f_{min}) от долготы соответствующей вспышки

Далее по всем отождествленным со вспышками рентгеновским эффектам было проверено, имеется ли эффект направленности в интенсивности рентгеновского излучения. Если бы этот эффект был обнаружен, то это означало бы, что значительная доля потока рентгеновского излучения генерируется на глубине более 50 *км* в фотосфере, то есть на глубине больше 0,3 *г* [9]. Для этого внутри каждого диапазона долгот от центрального меридиана Солнца (0—10°, 10—20°, ...) были усреднены баллы рентгеновских эффектов. Результаты усреднения приведены на фиг. 1, где по оси абсцисс отложено расстояние от центрального меридиана в градусах, а по оси ординат — усредненный балл рентгеновского эффекта. Каждой точке соответствует более 45 случаев рентгеновского излучения. Из рисунка видно, что все точки хорошо ложатся на горизонтальную прямую и что никакого реально ощутимого эффекта направленности, по-видимому, нет. Таким образом, основная доля потока рентгеновского излучения генерируется на глубинах менее 50 *км* в фотосфере или же в хромосфере.

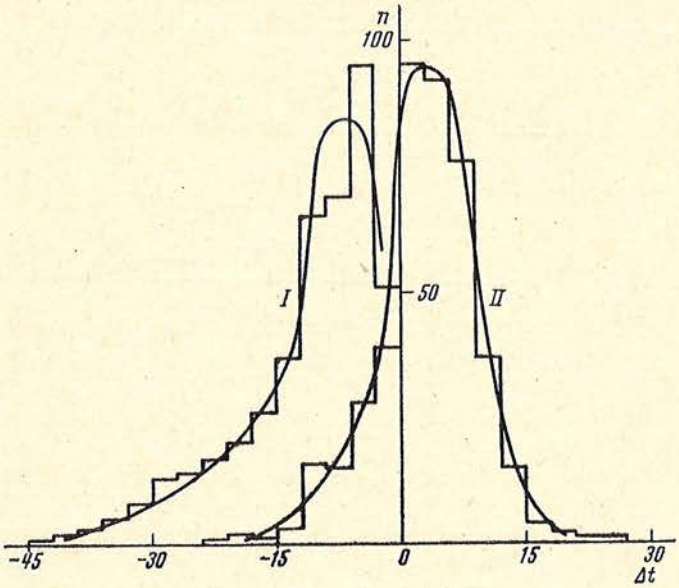
3. Вследствие большого интервала между ионосферными наблюдениями (15 *мин*) наши данные оказались мало пригодными для детального изучения временного соответствия рентгеновского излучения и свечения в H_α. Мы, однако, попытались это сделать статистически по многим случаям.

На фиг. 2 нанесены распределения моментов появления свечения в H_α (кривая *I*) и рентгеновских эффектов в *D*-слое (кривая *II*) относительно максимума вспышки в H_α. Здесь использованы 72% рентгеновских эффектов, для которых в [2, 5] даны моменты максимумов вспышек. По оси абсцисс отложено запаздывание начала соответствующего эффекта относительно максимума вспышки в H_α, а по оси ординат—количество случаев с тем или другим запаздыванием. Из распределения *II* видно, что подавляющее число начал рентгеновских эффектов укладывается в ±15-минутный интервал от максимума вспышки в H_α, причем максимум распределения сдвинут на ~5 *мин* вправо от начала координат.

Вследствие большого интервала между соседними наблюдениями (15 *мин*) момент обнаружения рентгеновского излучения по f_{min} запаз-

дывает в среднем на 5—7 *мин* от момента появления потока рентгеновского излучения, достаточного для появления заметной дополнительной ионизации в слое *D*. Если это учесть, то распределение *II* сдвинется влево на 5—7 *мин*. Тогда моменты появления соответствующего рентгеновского потока будут в среднем весьма близки к моментам максимума вспышки в H_α.

Распределение *II* было разбито в соответствии с длительностью рентгеновского излучения на пять частей, которые и приведены на фиг. 3 в той же системе координат. Цифра на каждом распределении указывает количество 15-минутных интервалов наблюдений с повышенной f_{min}.



Фиг. 2. Распределение запаздываний начальных моментов обнаружения рентгеновского излучения по f_{min} относительно момента максимума вспышки в H_α, т. е. распределение

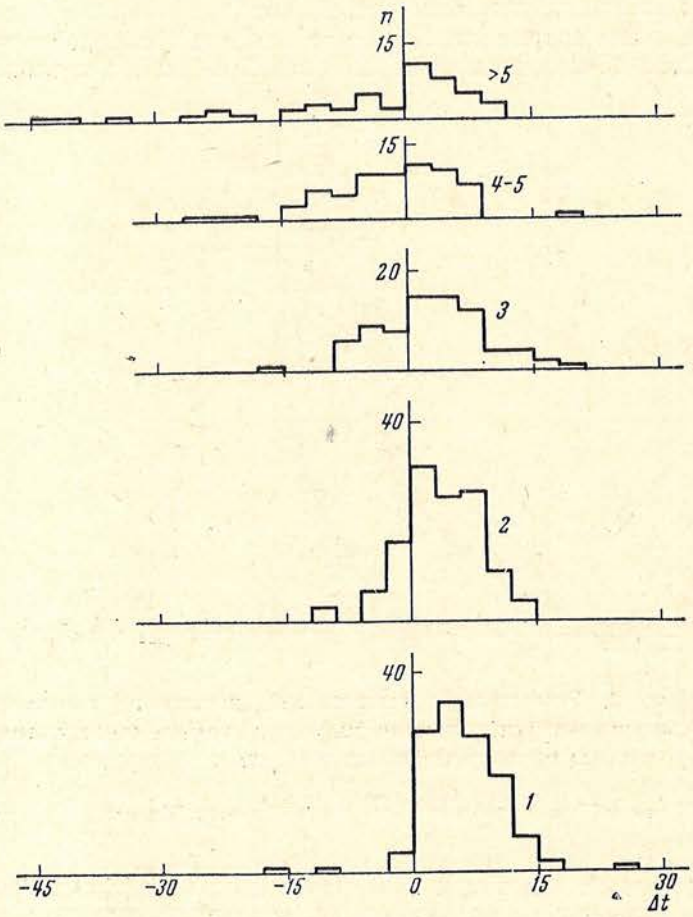
$\Delta t = t_{нач}\ X - t_{max}\ H_\alpha$ (кривая *II*) и $\Delta t = t_{нач}\ H_\alpha - t_{max} H_\alpha$ (кривая *I*)

Из рисунка видно, что чем короче рентгеновский эффект, тем ближе к максимуму вспышки он начинается, и, соответственно, чем длительнее эффект (и сильнее), тем раньше максимума вспышки он может начаться. Из фиг. 3 ясно, что левое крыло распределения *II* (см. фиг. 2) составляют главным образом очень длительные эффекты. Упомянем, что на фиг. 2 не нанесена самая левая часть распределения *II*. Она хорошо видна при сложении распределений фиг. 3.

4. Распределение *II* на фиг. 2 сдвинуто относительно распределения *I* на ~11 *мин*. Распределение начал вспышек в H_α относительно моментов обнаружения рентгеновского излучения более наглядно показано на фиг. 4. Если опять учесть поправку в 5—7 *мин*, то в результате получим, что запаздывание появления соответствующего потока рентгена относительно начала вспышки составляет в среднем по всему распределению около 5 *мин*. Таким образом, в самом начале вспышки рентгеновское излучение имеет или недостаточную интенсивность или меньшую жесткость, чтобы вызывать заметную дополнительную ионизацию в *D*-слое.

5. На более широком материале подтвержден вывод [1], что свечение вспышки в H_α длится обычно дольше, чем рентгеновское излучение.

В дополнение к вспышкам, приведенным в [1], найдена еще вспышка 30.VII 1958 г. в 15^h23^m, для которой длительность рентгеновского излучения значительно превышала длительность вспышки в H_α. Имеется также ряд подобных случаев со вспышками на лимбе (например, № 0023, 1296, 1716 по [5]), для которых истинная длительность свечения в H_α могла существенно превышать наблюдавшуюся.



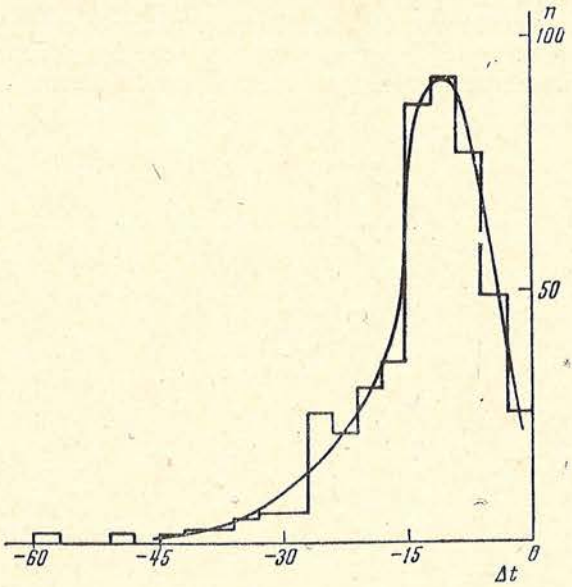
Фиг. 3. Распределение *II* с фиг. 2, разбитое на пять частей, в соответствии с длительностью рентгеновского эффекта по f_{min}

Обнаружены шесть очень сильных вспышек (балл 3 и 3+), которые совсем не сопровождались рентгеновским излучением (№ 2066, 2945, 5627 по [2] и № 0216, 0300, 1357 по [5]), причем этот результат подтверждается данными по замиранию коротких радиоволн (SWF).

С точки зрения изучения условий генерации высокоэнергичных электронов во вспышке большой интерес представляют «сдвоенные» вспышки (см. [2, 5]), которые имеют или двугорбую кривую развития в H^α или два близких последовательно возгорающихся узла одинакового балла. Нами обнаружено восемь таких «сдвоенных» вспышек с генерацией рентгена только в одном узле [10] или в максимуме (№ 1074, 1121, 0843, 2168, 5910 по [2] с генерацией рентгена только во втором узле или максимуме

и № 1810, 2275 по [2] и № 2673 по [5] с генерацией рентгена только в первом узле или максимуме).

Было также обнаружено 11 «сдвоенных» вспышек с генерацией рентгена в обоих узлах или максимумах (№ 0055, 0710, 0849, 1067, 1068,



Фиг. 4. Распределение запаздываний рентгена по f_{min} относительно начала вспышки в H_α, т. е. $\Delta t = t_{нач\,X} - t_{нач H_\alpha}$

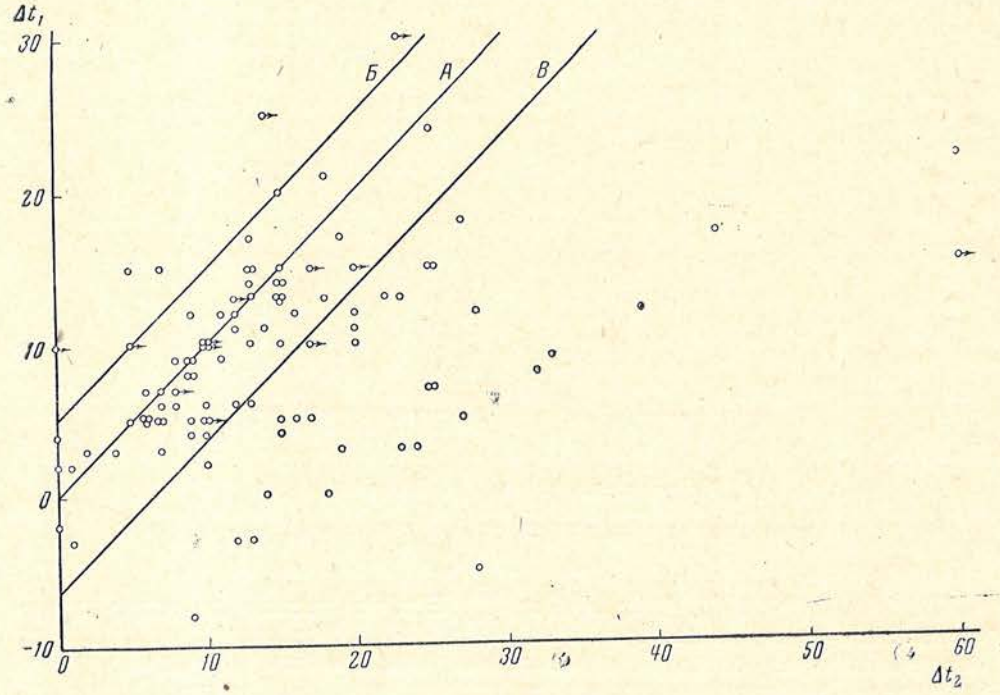
1571, 1841, 2124, 4130, 4140, 5569 по [2]). Эти результаты по «сдвоенным» вспышкам подтверждаются данными по SWF. Все эти случаи требуют дальнейшего изучения с привлечением данных о конфигурации магнитных полей во вспышке, кривых развития вспышки в H_α и других данных.

III. Сопоставление эффектов рентгеновского излучения с радиоизлучением вспышек

1. Из имевшихся у нас данных о 56 всплесках IV типа [7] 42 всплеска попали в изучаемый нами период МГГ — МГС. Все они сопровождались значительным возрастанием минимальных частот отражения. Еще для шести всплесков в июне 1957 г. и для двух — в марте 1960 г. у нас имелись данные по SWF [4]. Все восемь всплесков сопровождались значительными эффектами в SWF.

2. Из 42 всплесков IV типа 20 всплесков имели на метровых волнах только первую фазу (категория *A*) и 22 всплеска — и первую и вторую (категория *B*) [7]. Оказалось, что всплески категории *B* сопровождаются в среднем более значительным потоком рентгеновского излучения, чем всплески категории *A*. В самом деле, средний балл рентгеновского эффекта в f_{min} по 20 случаям категории *A* равен 2,0, а по 22 случаям категории *B* он равен 2,4. Хотя для 80% всплесков категории *A* соответствующие вспышки лежат в полосе долгот 45—90° от центрального меридиана и для 74% всплесков категории *B* — в полосе долгот 0—45° от центрального меридиана [7], очевидно, что упомянутый выше результат не может быть объяснен таким распределением радиоисточников по долготам (см. раздел II, п. 2) и связан, по-видимому, с другими особенностями этих источников.

3. По данным [7], всплески радиоизлучения на волне 10 *см*, имеющие длительность больше 10 *мин* и плотность потока в максимуме больше $200 \cdot 10^{-22}$ *вт/м²·гц*, с большой вероятностью (более 90%) сопровождаются всплесками радиоизлучения IV типа. Из 111 таких всплесков, взятых из [7], 100 всплесков, т. е. 90% сопровождаются надежными возрастаниями f_{min}. После привлечения данных по SWF эта доля возросла до 95%, т. е. у таких всплесков вероятности сопровождаться рентгеновским излучением и всплесками IV типа весьма



Фиг. 5. Распределение $\Delta t_1 = t_{\text{нач}X} - t_{\text{нач}10см}$ относительно $\Delta t_2 = t_{\text{нач}X} - t_{\text{нач}\,H_\alpha}$

близки одна к другой. Таким образом подтверждается упомянутый критерий Пик-Гутман [7].

А с другой стороны, хорошо подтверждается сделанный в п. 1 третьего раздела вывод, что все всплески IV типа сопровождаются значительным потоком рентгеновского излучения. Следует подчеркнуть, что остальные 5% сильных всплесков на 10 *см* не сопровождаются рентгеновским излучением (26.IX 1957 г. в 18^h36^m; 19.XII 1957 г. в 09^h16^m; 12.II 1958 г. в 23^h42^m; 14.I 1959 г. в 21^h30^m; 21.XII 1959 г. в 00^h50^m).

4. Из 600 рассматриваемых рентгеновских эффектов в *D*-слое только для 130 эффектов у нас имелись данные по всплескам IV типа (из [7] и [8]). Сопровождаются ли остальные рентгеновские эффекты всплесками IV типа? Мы этот вопрос здесь не рассматривали, но можем предполагать, что сопровождаются. Это видно из следующего.

По данным [7] около 25% всплесков на волне 10 *см* с длительностью менее 10 *мин* и плотностью потока в максимуме более $100 \cdot 10^{-22}$ *вт/м²·гц*, а также около 50% всплесков на волне 10 *см* с длительностью более 10 *мин* и плотностью потока в максимуме $(50 \div 100) \cdot 10^{-22}$ *вт/м²·гц* сопровождаются всплесками IV типа на метровых волнах. Поскольку таких всплесков больше, чем всплесков с длительностью более 10 *мин* и плотностью потока в максимуме больше $200 \cdot 10^{-22}$ *вт/м²·гц*, то вполне возможно, что для остальных 470 рент-

геновских эффектов также имеются всплески IV типа. Этот вопрос будет рассмотрен в отдельной работе.

5. На более обширном материале подтвержден сделанный в [1] вывод, что начало генерации рентгена значительно лучше соответствует началу радиоизлучения на сантиметровых волнах (10 *см*), чем началу вспышки в H_α. Это видно из фиг. 5, где по оси абсцисс отложено запаздывание начала обнаружения рентгеновского эффекта относительно начала вспышки, а по оси ординат — то же самое, но относительно начала радиоизлучения на 10 *см*. Отдельные случаи обозначены кружочками. Стрелки вправо указывают, что для этих случаев вспышка началась раньше приведенного в [2] и [5] времени и что эти кружочки должны сдвинуться вправо.

Всего на рисунке представлено 103 рентгеновских эффекта, имеющих радиоизлучение IV типа из [7] и [8], и однозначно связанную хромосферную вспышку. Из рисунка видно, что для большинства случаев начала рентгеновского и радиоизлучения совпадают с точностью до 15 *мин*, т. е. до временного интервала между двумя соседними ионосферными наблюдениями. Только около 10% случаев выходят за пределы этого интервала. Возможно, что для этих случаев рентгеновское излучение в момент предыдущего наблюдения уже имелось, но было недостаточно, чтобы вызвать заметное возрастание f_{min}, тогда как более чувствительная наземная радиоаппаратура уже обнаружила начало радиовсплеска.

При идеальном совпадении начал рентгеновского излучения, радиоизлучения на 10 *см* и свечения в H_α все случаи легли бы на диагональную прямую *А*. Реально, учитывая возможные ошибки в определении начал вспышки и радиоизлучения, можно считать хорошо совпадающими начала случаев, лежащих между прямыми *Б* и *В*. Около 30% случаев лежат правее прямой *В*. Для них начало рентгеновского излучения гораздо лучше соответствует началу радиоизлучения, чем началу вспышки.

Учитывая все сказанное выше, можно, по-видимому, утверждать, что рентгеновское (по f_{min}) и радиоизлучение на волне 10 *см* вспышек начинают генерироваться практически одновременно.

IV. Рентгеновское излучение от лимбовых и залимбовых вспышек

1. Здесь мы обсудим остальные 12% эффектов, т. е. 71 случай, которые упоминались в разделе II, п. 1.

Для 15 случаев отсутствовал патруль вспышек, согласно [3] и [4].

Для 10 случаев найдены хорошо совпадающие по времени поярчания на диске, но степень надежности этих отождествлений мы здесь обсуждать не будем.

Для 8 случаев (№ 6, 7, 8, 13, 22, 23, 24 и 25 в нижеследующей таблице) найдены поярчания или короткие вспышки на лимбе и соответствующие яркие выбросы на лимбе.

Для 2 случаев (№ 3, 12) — поярчания на лимбе и соответствующие активные протуберанцы.

Для 5 случаев (№ 4, 11, 18, 19, 21) — только выбросы на лимбе.

Для 7 случаев (№ 1, 2, 14, 15, 16, 17, 20) — только активные протуберанцы; и в 2 случаях (№ 9, 10) рентгеновский эффект можно связывать или с поярчанием или с независимым выбросом.

Для остальных 22 случаев не найдено никаких оптических указаний активности, хотя патруль вспышек был (хотя и частичный).

Ввиду неполноты данных по поярчаниям, выбросам и активным протуберанцам, оптические эффекты для этих 22 случаев могли быть пропущены. Эти случаи мы обсуждать здесь не будем.

В таблице приведены следующие сведения (по столбцам):

1) порядковый номер эффекта;

2) дата эффекта;

3) время начала и конца рентгеновского эффекта в f_{min};

4) примерный балл рентгеновского эффекта по f_{min};

5) оптические проявления активности: вид активности, балл, временной интервал активности, координаты, характеристика и станция, доложившая эти сведения;

6) номер флоккульной области по Мак Мас [2, 5], с которой связано оптическое явление;

7) диапазон долгот той части активной области в момент данного рентгеновского эффекта, в которой находились центры вспышек, происшедших в ближайшую четверть оборота Солнца; в ряде случаев указана более точно предполагаемая долгота явления;

8) количество рентгеновских вспышек (не считая обсуждаемого случая), обнаруженных по f_{min} в данной активной области за время ее ближайшего прохождения по диску Солнца; для 30% этих вспышек у нас имелись данные по всплескам IV типа, но в таблице отмечено это только для двух случаев (№ 3, 10).

Девятый столбец будет объяснен ниже.

2. Залимбовая вспышка не будет видна с Земли, если ее ближайший к нам край будет расположен на $\sim 10°$ по долготе за краем диска, при высоте вспышки в 10 000 *км* над фотосферой.

Из таблицы видно, что в случаях, имеющих выброс или активный протуберанец, соответствующая активная область расположена в среднем дальше от центрального меридиана, чем в случаях, имеющих поярчание или короткую вспышку, и условие невидимости, по-видимому, выполняется. Да и для этих случаев с поярчанием или короткой вспышкой на лимбе центры активных областей расположены на долготах больше 90° от центрального меридиана.

Можно представить себе последовательный ряд все более далеких от центрального меридиана явлений:

а) обычная вспышка на лимбе и соответствующие выбросы и активные протуберанцы;

б) очень короткая по сравнению с рентгеновским эффектом вспышка на лимбе и соответствующие выбросы и активные протуберанцы;

в) поярчание на лимбе, которое является, возможно, верхним или ближним к нам краем невидимой с Земли залимбовой вспышки, и соответствующие выбросы и активные протуберанцы;

г) только выбросы и активные протуберанцы.

Из материалов, приведенных в таблице, видно, что для шести случаев (№ 3, 5, 7, 8, 11, 23) отождествление рентгеновского эффекта с оптическими проявлениями активности, по-видимому, не вызывает сомнений. Достаточно надежны также отождествления для случаев № 6, 15, 16, 18, 19.

Таким образом, факт существования значительного потока рентгеновского излучения ($\lambda \leqslant 8$Å) от далеких лимбовых и залимбовых вспышек, по-видимому, не вызывает сомнений.

Особого внимания заслуживают случаи 9.VI 1959 г. и 2.VIII 1958 г., связанные с наиболее мощными потоками рентгеновского излучения. В первом случае в течение по меньшей мере первого получаса не было видно даже поярчания, хотя очень сильный поток рентгена был уже зарегистрирован на Земле. Этому случаю соответствовал значительный

№ п/п	Дата	Время начала и конца рентгеновского эффекта	Балл рентгеновского эффекта	Оптические проявления активности	Номер области по Мак Мас	Долгота области	Количество рентгеновских вспышек	Минимальная высота в единицах 10^3 *км**
1	1.VII 1957 г.	17^h15^m—17^h20^m	1—	Активный протуберанец (балл 1) 17^h57^m—18^h02^m, N00 W90, не видно никакой связанной с ним вспышки; потоки, движущиеся к +5° и —8° широты [Эдинбург]	?			
2	15.VII	20 30 —22 00	2—	Активный протуберанец (балл 2) 21^h10^m—00^h03^m, позиционный угол 115°, средней активности [Сакраменто Пик]	?			
3	20.VII	17 45 —19 00	2	Поярчание, 18^h06^mE, S32 W90 [Сакраменто Пик]	4061	79—89 W	1 (есть всплеск IV типа)	~10
				Активный протуберанец (балл 3) 18^h06^m—22^h00^m, позиционный угол 236°, высокой активности, развился из вспышки балла 1— [Сакраменто Пик)				
4	9.VIII	14 30 —16 30	1+	Выброс (балл 1) 14^h36^m—14^h42^m, S35 W90, высота 0,03*R* [Маунт Вилсон]	4082	90—114 W	1	~10—66
5	7.IX 1957 г.	00 45 —03 00	1+	Вспышка (балл 1) 00^h45^m—00^h50^m, S28 W90 [Маунт Вилсон)	4125	88—106 W	4	~10—28 (после вспышки)
6	24.X	14 30 —17 00	2—	Вспышка (балл 1) 16^h26^mE—16^h32^m, S29 W90 [М. Вилсон]	4189	79—102 W ~95 W	12	~10—15 (до и после вспышки)
				Выброс (балл 3) 16^h20^m—19^h00^m, позиционный угол 238°, связан со вспышкой балла 1; большой, очень яркий [Сакраменто Пик]				
7	25.X	18 45 —19 30	2	Выброс (балл 2) 18^h30^m—>19^h00^m, позиционный угол 238°, не видно никакой связанной с ним вспышки; большой, яркий [Сакраменто Пик]	4189	94—118 W ~98 W	12	~10—92 (до вспышки)
				Вспышка (балл 1) 19^h08^m—19^h32^m, S21 W90 [U S. Naval Laboratory].				
8	7.XI	19 45 —20 00	1+	Поярчание; 19^h40^m, S25 E90 [Сакраменто Пик]				

* При оценке высот в этом столбце не учитывался наклон плоскости солнечного экватора к плоскости эклиптики. При учете этого обстоятельства высоты дальнего края активных областей увеличатся почти для всех случаев.

№ п/п	Дата	Время начала и конца рентгеновского эффекта	Балл рентгеновского эффекта	Оптические проявления активности	Номер области по Мак Мас	Долгота области	Количество рентгеновских вспышек	Минимальная высота в единицах 10^3 *км**
				Выброс (балл 2) 19^h41^m—?, позиционный угол 110° [Гуанкайо] Активный протуберанец (балл 3) 19^h42^m—?, позиционный угол 115°, большой [Сакраменто Пик]	4237	84—100 E ~96 E	3	~10
9	25.XII 1957 г.	16^h45^m—17^h15^m	1+	Поярчание, 16^h32^m, N20 W70 [Сакраменто Пик]	4314	65—82W	12	
				Выброс (балл 2) 15^h10^m—21^h40^m; позиционный угол 250°, не видно никакой связанной с ним вспышки; непрерывный [Сакраменто Пик]	4313?	78—94W	—	~10
10	2.II 1958 г.	17 15—17 30	1	Поярчание; 16^h40^m, S12 E74 [Сакраменто Пик]	4402	68—80E	—	
				Выброс (балл 1) 17^h12^m—?, позиционный угол 250°, не видно никакой связанной с ним вспышки [Гуанкайо]	4382	90—104W	1 (есть всплеск типа IV)	~10—21
11	2.VIII	18 45—20 45	2+	Выброс (балл 2), 18^h40^m—18^h47^m, S13 W90; возможно «flare spray» [Клаймакс] Выброс (балл 2), 18^h47^m—19^h03^m, S14 W90 Выброс (балл 1), 20^h39^m—21^h17^m, S13 W90]Клаймакс] Выброс (балл 2), 21^h44^m—22^h34^m, S13 W90 [Клаймакс]	4659	79—120W ~103W	12	~10—108 ~18
12	20.VIII	20 45—21 15	1	Поярчание; 21^h04^m, N 06 E 81 [Сакраменто Пик] Активный протуберанец (балл 1), $<21^h06^m$—$>21^h25^m$, позиционный угол 085°; связан с поярчанием; тонкий, очень яркий, малой активности [Сакраменто Пик]	4715	~72E	—	

13	10.IX 1958 г.	13^h30^m—14^h00^m	1	Поярчание, 13^h44^mE, N 14 E 90 [Сакраменто Пик]				
				Выброс (балл 1), 13^h48^m—15^h15^m N 13 E 90, длина 1′,2 [Анакапри]	4756	85—109 E	—	~10—40
14	10.X	02 00 —03 00	2—	Активный протуберанец (балл 2) 02^h10^m—05^h45^m, S 10 E 90 высокой активности [Кодайканал]	4826?	130—140 E	9	
15	13.X	06 30	1—	Активный протуберанец (балл 2) 06^h17^m—08^h05^m, S 04, E95, не видно никакой связанной с ним вспышки; средней активности [Ташкент)	4826	94—104 E	9	~10—21
16	20.XII	11 30 — 11 45	1	Активный протуберанец (балл 2) 11^h28^m—? S 13 E 90, высокой активности, «sprays» большой величины [Кейптаун]	4934	88—112 E	6	~10—55
17	3.I 1959 г.	02 00 — 02 45	1—	Активный протуберанец (балл 2) 02^h10^m—09^h00^m, N 10 E 90 [Кодайканал]	?			
18	4.I	03 15 — 03 45	1+	Выброс (балл 2), 03^h22^m—04^h20^m, S 15 W 90 [Кодайканал]	4334	93—102 W ~98 W	6	~10—15
19	5.III	05 30 — 06 30	1+	Выброс (балл 1), 06^h15^m—06^h28^m, N 20 W 90 [Кодайканал]	5026	86—100 W	3	~10
20	6.III	00 45 — 01 15	1—	Активный протуберанец (балл 1) 23^h38^m—01^h26^m, S 19 W 90 [Сидней]	?			
21	10.III	05 30 — 06 15	1+	Выброс (балл 1), 04^h37^m—04^h49^m, N 13 E 90, без вспышки [Сидней]				
				Выброс (балл 1), 06^h00^m—06^h40^m, N 18 E 90 [Кодайканал]	5052	96—104 E	—	~10—21
22	6.V	14 45 —15 30		Поярчание, 14^h30^m, N 25 E 73 [Мак Мас]				
				Выброс (балл 2+), 15^h00^m—15^h45^m, позиционный угол 060° связан с поярчанием, большой, яркий [Сакраменто Пик]	5147?	63—81 E	5	
				Выброс (балл 1), 14^h49^m—15^h13^m, N 25 E 90, длина 1′,8				

№ п/п	Дата	Время начала и конца рентгеновского эффекта	Балл рентгеновского эффекта	Оптические проявления активности	Номер области по Мак Мас	Долгота области	Количество рентгеновских вспышек	Минимальная высота в единицах 10^3 *км**
				[Анакапри]	5148?	97—116 E ~110 E	10	~10—78
23	9.VI 1959 г.	16^h45^m—20^h00^m	3	Выброс (балл 1), 17^h09^m—17^h22^m, N 18 E 90, не видно никакой связанной с ним вспышки [Оттава]				
				Активный протуберанец (балл 3); $<17^h20^m$—24^h00^m, N 15 E 90, очень яркий, не связан со вспышкой [Клаймакс]				
				Поярчание, 17^h32^mE, N 18 E 90 [Сакраменто Пик]				
				Выброс (балл 1+) $<17^h32^m$—$>23^h46^m$, позиционный угол (072), связан с поярчанием, частый, умеренный, яркий [Сакраменто Пик]	5204	98—108 E ~101 E	10	~10—36 (до вспышки)
				Активный протуберанец (балл 3); $<17^h32^m$—$>23^h46^m$, позиционный угол 072°, очень яркий, сложный, высокой активности [Сакраменто Пик]				
				Вспышка (балл 2) 18^h00^m E—19^h10^m, N 17 E 90 [Гонолулу]				
24	1. VII	18 00 — 19 15	1+	Поярчание; 17^h30^m E, N 11 W 90 [Мак Мас]				
				Выброс (балл 1), 14^h02^m—23^h42^m, позиционный угол 281°, связан с поярчанием, малый, яркий, непрерывный [Сакраменто Пик]	?			
				Выброс (балл 1—), 17^h45^m—18^h15^m, N 07 W 90, высота $<0,05\,R$ [Локхид]				
25	22.VIII 1959г.	01^h00^m—02^h00^m	1+	Поярчание, 01^h02^m, S 10 E 90 [Локхид]				
				Выброс (балл 1), 01^h10^m—02^h00^m, S 10 E 90 [Гонолулу]	5340	86—93 E	3	

поток высокоэнергичных протонов в полярной шапке. Возрастание f_{min} над спокойным уровнем составило на станции Резолют (74,7 N 94,9 W) 1—3 *Мгц* и продолжалось с 10 по 18 июня. Отмечена также слабая магнитная буря с внезапным началом близ полудня 11.VI 1959 г. Условия для распространения энергичных протонов с восточного лимба, по-видимому, были достаточно благоприятны, так как в течение целого предыдущего оборота Солнца встретилась только одна ни с чем не отождествленная магнитная буря средней интенсивности, а в течение предыдущего полуоборота поле было почти спокойным (см. [11, 12]).

Поток рентгеновского излучения 2.VIII 1958 г. тоже был очень сильным и длительным, но в этом случае не было обнаружено никаких вспышек и поярчаний в течение всего рентгеновского эффекта. Оба случая сопровождались всплесками радиоизлучения IV типа.

3. От залимбовых вспышек, видимых с Земли только как поярчания, рентген может достигнуть Земли, если он генерируется на уровне свечении вспышки в H_α или выше, а от невидимых с Земли вспышек — с еще больших высот. Наличие мощного потока рентгеновского излучения от таких вспышек свидетельствует о том, что значительная доля его генерируется над областью свечения вспышки в H_α.

В столбце 9 таблицы мы указали наименьшую высоту над уровнем фотосферы, еще видимую с Земли для дальнего от нас края той части активной области, где в ближайшую четверть оборота Солнца наблюдались вспышки (бóльшая величина). Мéньшая величина — это высота вспышки над фотосферой, в качестве которой мы взяли величину ~10 000 *км*.

Из приведенных в столбце 9 величин можно судить, что самая нижняя точка против центра вспышки, еще видимая с Земли, будет иметь высоту ~10—30 тыс. *км* над фотосферой. А область генерации достигшего Земли рентгена будет лежать еще выше, распространяясь в область корональной конденсации.

В связи с этим заслуживают особого внимания упомянутые во втором разделе случаи, когда длительность рентгеновского излучения значительно превышает длительность вспышки в H_α, хотя долготы этих вспышек меньше 80° от центрального меридиана, и конец вспышки определен, по-видимому, достаточно точно.

Возможно, что в этих случаях после окончания свечения вспышки в H_α рентгеновское излучение генерировалось в основном над областью вспышки, светившейся в H_α. По крайней мере для двух таких случаев (31.VIII 1957 г. и 26.VIII 1958 г.) известно, что связанные с ними всплески IV типа были исключительно длительными [7]. Это означает, что область, расположенная непосредственно над вспышкой, имела высокую активность еще очень длительное время после окончания свечения вспышки в H_α.

Динамика лимбовых вспышек подробно рассмотрена в [13, 14]. Согласно [13, 14] высота вспышки может достигать 50 тыс. *км* над фотосферой, а картина развития такой вспышки сходна в общих чертах с изолированным выбросом. Такая вспышка отличается от выброса главным образом большей яркостью, компактностью и наличием фазы возгорания в начале вспышки.

Возможно, ряд выбросов, приведенных в таблице, являются именно такими вспышками, но недостаток данных не позволяет нам утверждать это с достаточной уверенностью.

В заключение выражаю благодарность А. С. Дворяшину, Н. Н. Ерюшеву и Б. М. Владимирскому за ценное обсуждение работы.

14 мая 1962 г.

Литература

1. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Астрон. ж., **39**, 428, 1962.
2. «IGY Solar Activity Report Series», N 12, 1960.
3. Quart. Bull. Solar Activity of the I.A.U., N 119—128, 1957—1959.
4. Compilations of Solar-Geophysical Data, CRPL-F, Pt. B, N 156—190, 1957—1960
5. «IGY Solar Activity Report Series», N 15, 1961.
6. «IGY Solar Activity Report Series», N 1—3, 5—11, 1957—1959.
7. M. Pick-Gutmann. Ann. Astrophys., **24**, 183, 1961.
8. I. F. Denisse. List provisoire des sursauts de Type IV, établies à partir des sursauts centimetriques. Année 1957—1959.
9. Дж. Койпер. Солнце, ИЛ, 1957, стр. 113.
10. Ю. И. Виноградов, Н. А. Савич. Изв. Крымской астрофиз. обс., **24**, 48, 1960.
11. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Астрон. ж., 8, 419, 1961.
12. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 90, 1961.
13. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., **24**, 235, 1960.
14. Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., **25**, 122, 1961.
15. Ю. И. Виноградов, Н. Н. Ерюшев. Настоящий том, стр. 141.
16. L. Křivský, V. Letfus. Studia geophys. et geodes., **5**, 1961.

Примечание при корректуре. В вышедшем 1 мая 1962 г. из печати каталоге вспышек (IGY Solar Activity Report Series, № 17, 1962) для случаев, перечисленных в таблице настоящей статьи, имеется ряд поярчаний, не вошедших в нее, в частности, для случая 2.VIII 1958 г. В виду этого несколько изменится распределение случаев по категориям, приведенное в самом начале параграфа 4, что не существенно. Далее, отождествление случая 25.X 1957 г. с лимбовой вспышкой, по-видимому, сомнительно, так как имеется вспышка балла 1 18^h55^m—19^h28^m N 26 W 50.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

ИОНОСФЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В КРЫМУ ВО ВРЕМЯ ПОЛНОГО СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 15 ФЕВРАЛЯ 1961 г.

И. Н. Одинцова, М. Б. Огирь

Описаны ионосферные эффекты в областях E, F_1 и F_2 во время солнечного затмения 15 февраля 1961 г.

Получено подтверждение того, что: а) ионизация слоя E вызывается рентгеновским излучением солнечной короны, б) источники этого излучения распределены по диску Солнца не равномерно и в) рентгеновское излучение усилено над активными областями на Солнце.

Полагая, что относительный ход активного для E-области излучения подобен относительному ходу радиоизлучения на волне 10 *см*, сделана приблизительная оценка эффективного коэффициента рекомбинации α.

Найдено, что граница спокойного излучения короны на волне 10 *см* лежит примерно на расстоянии 1,05 радиуса Солнца от центра Солнца.

IONOSPHERIC EFFECTS OBSERVED IN THE CRIMEA DURING THE TOTAL SOLAR ECLIPSE OF FEBRUARY 15, 1961, by *I. N. ODINTSOVA, M. B. OGIR.*— Ionospheric effects observed in E, F_1 and F_2 regions during the solar eclipse of February 15, 1961 are described.

It is confirmed that:

a) the ionization of the E layer is due to X-ray radiation of the solar corona;

b) the distribution over the solar disk of the sources of this radiation is nonuniform;

c) X-ray radiation is enhanced above active solar regions.

Supposing that the relative time dependence of the active radiation in the E layer is similar to that one of the radio emission on the 10 cm wave length there were made some approximate estimations of the effective recombination coefficient α.

It is found that the boundary of coronal quiescent emission on the 10 cm wave length is at a distance of about 1,05 solar radii from the sun's center.

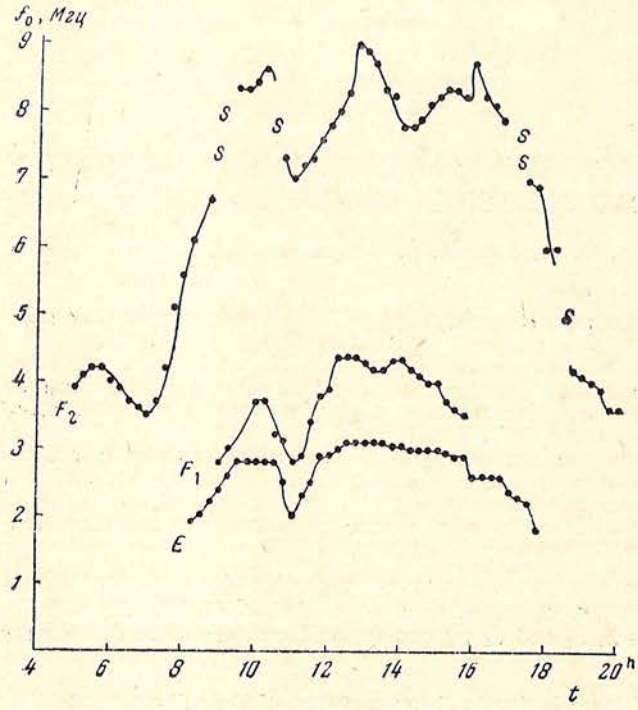
Солнечные затмения неоднократно давали материал для определения эффективного коэффициента рекомбинации и интенсивности ионизации, выявления роли отдельных оболочек и локальных образований на Солнце в ионизации различных слоев ионосферы.

15 февраля 1961 г. Крымская астрофизическая обсерватория находилась в полосе полного солнечного затмения. Состояние Солнца в этот день характеризовалось сравнительно невысокой активностью. Активные области в основном были сосредоточены в западном полушарии (координаты их центров таковы: 1) 18S 54W, 2) 3N 80W, 3) 12S 90W) и находились среди довольно интенсивных кальциевых флоккулов. Кроме того, обширная и интенсивная группа кальциевых флоккулов находилась в области с координатами центра 5S 5W [1, 2].

Изменение состояния ионосферы во время затмения регистрировалось на ионосферной станции Крымской астрофизической обсерватории [3]. Контрольные наблюдения проводились с 10 по 20 февраля 1961 г. Высотно-частотные характеристики снимались в контрольные дни через 15 *мин*, а в период затмения — непрерывно. На фиг. 1 показан

суточный ход критических частот слоев E, F_1, F_2 во время затмения (время московское).

Для слоев F_1 и F_2 трудно правильно оценить относительное изменение электронной концентрации во время затмения, так как в поведении слоя F_2 за контрольный период наблюдались резкие колебания, а слой F_1 в этот период вообще не имел регулярного суточного хода. Приближенное вычисление показывает, что в момент максимальной фазы затмения электронная концентрация слоя F_2 уменьшилась на 23%, а слоя F_1 — на 48%. Здесь за нормальный суточный ход принималось среднее значение критических частот из наиболее спокойных дней. Электронная концентрация вычислялась по формуле $N = 1{,}24 \cdot 10^4 \ f_0^2$ *Мгц*, где f_0 — критическая частота соответствующего слоя. Условия наблюдения обеспечивали снятие критических частот с точностью до 0,1 *Мгц*.



Фиг. 1. Суточный ход критических частот слоя E, F_1 и F_2 в период затмения 15.II 1961 г.

s обозначает отсутствие критических частот из-за помех

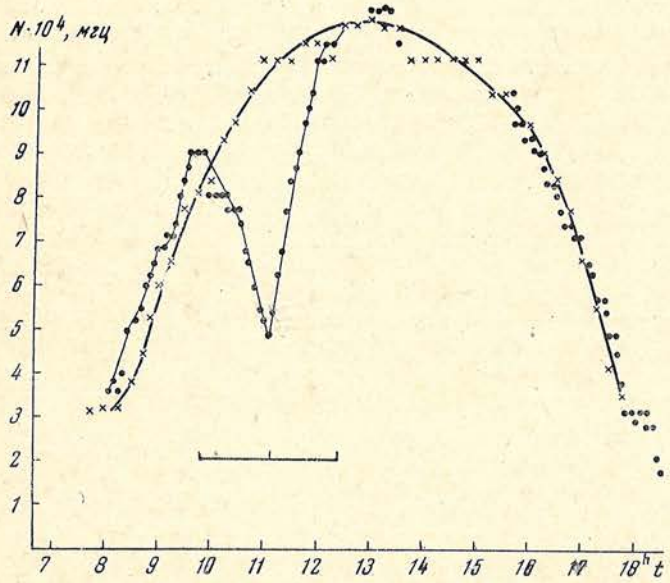
На фиг. 2 приведен суточный ход электронной концентрации в E-области во время затмения. Из рисунков видно, что до начала оптического затмения наблюдается небольшое повышение, а затем постепенное уменьшение электронной концентрации. Относительное изменение электронной концентрации, выраженное в процентах, показано на фиг. 3. Максимальное понижение электронной концентрации в период затмения равно 58%.

В настоящее время принято считать, что причиной ионизации слоя E ионосферы является мягкое рентгеновское излучение солнечной короны [4]. Результаты наблюдений ионосферы во время затмений получают удовлетворительное объяснение только в предположении, что источники ионизующей радиации распределены по диску Солнца неравномерно [5].

Мы вычислили ход ионосферного затмения двумя способами. Первый способ предполагает равномерное распределение ионизирующих источников. Расчет производился по методу, изложенному в [6], на основании бесселевых элементов затмения 15 февраля 1961 г. [7]. При этом эффективный радиус Солнца брался равным 1,0; 1,03; 1,07; 1,1 и 1,2 радиуса видимого солнечного диска. Средняя высота E-области взята равной 110 *км*. Были получены моменты первого контакта T_1 максимальной фазы T_{max}, четвертого контакта T_4, позиционные углы пер-

вого и четвертого контактов P_1 и P_4, величина максимальной фазы затмения G для каждого из указанных эффективных радиусов Солнца (см. таблицу).

Эффективный радиус Солнца в долях видимого радиуса Солнца	T_1	T_{max}	T_4	P_1	P_4	G
1,0	$9^h51^m20^s$	$11^h07^m10^s$	$12^h26^m22^s$	252°53′,5	72°15′,6	0,998
1,03	9 50 09	11 07 10	12 27 33	252 53, 5	72 15, 6	0,984
1,07	9 46 19	11 07 10	12 29 35	252 53, 5	72 15, 6	Кольцевая
1,1	9 47 33	11 07 10	12 30 09	252 53, 5	72 15, 6	»
1,2	9 43 40	11 07 10	12 34 02	252 53, 5	72 15, 6	»



Фиг. 2. Суточный ход изменения электронной концентрации в E-области во время затмения 15.II 1961 г.

Крестики — спокойный суточный ход; точки — суточный ход во время затмения. Черта под кривыми показывает, какой интервал времени занимало оптическое затмение в слое E

На основании этих данных были построены кривые относительной величины открытой площади солнечного диска $f(t)$. Величина ионизирующего излучения $I(t)$ пропорциональна величине $f(t)$ в моменты затмения:

$$I(t) = I_0 f(t),$$

где I_0 — внезатменное значение ионизирующего излучения для тех же моментов времени. Вычисленные этим способом кривые $f(t)$ нанесены на фиг. 4 (кривые *1—5*).

С другой стороны, можно рассчитать относительную величину открытой части солнечного диска, исходя из данных ионосферных наблюдений во время затмения, и сравнить, как она отличается от вычислен-

ной первым способом. При этом решаются уравнения баланса ионизации:

для последовательных моментов затмения

$$\frac{dN_t}{dt} = I_0 f(t) - \alpha N_t^2, \tag{1}$$

для тех же моментов в случае нормального состояния ионосферы

$$\frac{dN_0}{dt} = I_0 - \alpha N_0^2. \tag{2}$$

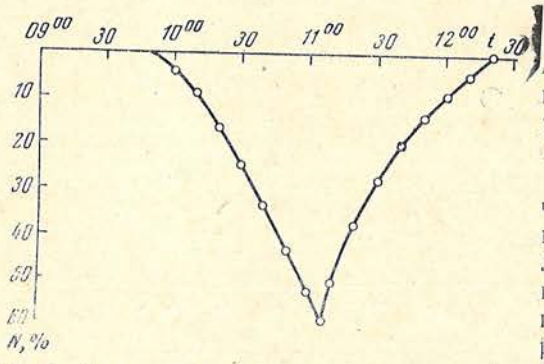
Из (1) и (2) находим

$$f(t) = \frac{\frac{dN_t}{dt} + \alpha N_t^2}{\frac{dN_0}{dt} + \alpha N_0^2}, \tag{3}$$

где N_t и N_0 — электронные концентрации в слое E в моменты затмения и в моменты спокойного состояния ионосферы соответственно. Значения dN_t/dt и dN_0/dt снимались с кривых, приведенных на фиг. 2. Коэффициент рекомбинации α принят равным $2 \cdot 10^{-8}$ и 10^{-6} *см*³/*сек* [8].

На фиг. 4 под номером *6* и *7* нанесены кривые $f(t)$, вычисленные этим способом.

Сопоставление кривых *1—5* с кривыми *6* и *7* показывает, что кривые *1—5* симметричны относительно максимума затмения, в то время как кривые *6* и *7* несимметричны, причем их левые ветви, соответствующие закрытию западной половины Солнца, значительно ниже, чем у кривых *1—5*.

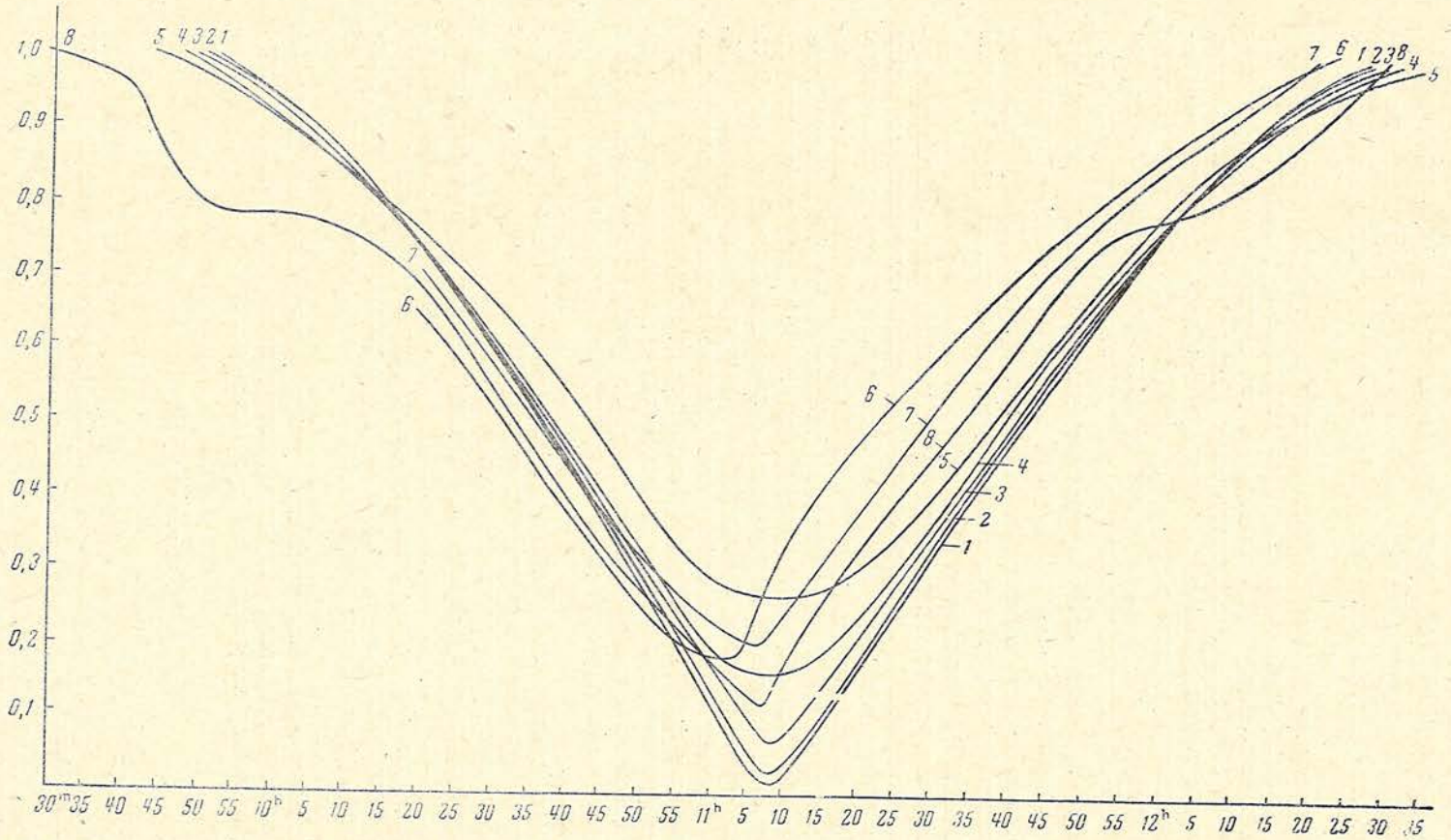


Фиг. 3. Относительное изменение электронной концентрации для слоя E во время затмения 15.II 1961 г.

Из указанного выше различия кривых следует, что источники активного для слоя E излучения в день данного затмения действительно были распределены по диску Солнца неравномерно, причем значительная часть их была сосредоточена в западном полушарии.

Ряд авторов для определения влияния излучения от активных областей на эффект затмения вводят в формулу (1) дополнительно член I_a (ионизирующее излучение от активных областей), который определяют по ионосферным данным. Мы попытались учесть I_a, исходя из следующих соображений.

В настоящее время известно, что источники радиоизлучения Солнца на волне 10 *см* хорошо коррелируются с положением источников рентгеновского излучения Солнца и с положением кальциевых флоккулов [9]. С другой стороны, изменение электронной концентрации в слое также хорошо коррелируется с радиоизлучением Солнца на волне 10 *см* [10, 11]. Поэтому истинный ход активного для E-области излучения мы приняли пропорциональным радиоизлучению Солнца на волне 10 *см*, запись которого во время затмения получена на радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории. На фиг. 4 кривая *8* дает относительный ход радиоизлучения Солнца на волне 10 *см*. Эта кривая действительно обнаруживает более крутой ход при закрытии западной половины Солнца. Во время максимальной фазы она опускается до



Фиг. 4. Изменение относительной величины открытой площади Солнца $f(t)$, вычисленное в предположении о равномерном распределении источников излучения для эффективных радиусов 1,0 $R_\odot$ (кривая *1*), 1,03 $R_\odot$ (кривая *2*), 1,07 $R_\odot$ (кривая *3*), 1,1 $R_\odot$ (кривая *4*), 1,2 $R_\odot$ (кривая *5*); по формуле (3), в предположении неравномерного распределения источников излучения (кривые *6* и *7*); по радиоизлучению на волне 10 *см* (кривая *8*)

уровня, составляющего 12% от внезатменного (по кривой *6* получается 18%, а по кривой *7*—20%), располагаясь выше кривых, рассчитанных для эффективных радиусов, равных 1,0; 1,03; 1,07 $R_{\odot}$. Это еще раз подтверждает, что рентгеновское излучение имеет корональное происхождение.

Сопоставление суточного хода изменения электронной концентрации с ходом радиоизлучения на волне 10 *см* показывает, что начало, максимум и конец затмения у них совпадают и относятся примерно к моментам 9^h40^m, 11^h07^m, 12^h30^m соответственно. Как видно из сопоставления этих данных с таблицей, начало эффекта в *E*-области соответствует началу оптического затмения в слое *E* при эффективном радиусе Солнца, равном примерно 1,2 радиуса видимого солнечного диска. Конец же эффекта в *E*-области соответствует концу оптического затмения при $R_{эфф} = 1{,}05\ R_{\odot}$. Отсюда следует, что за внешнюю границу короны, дающей ионизирующее *E*-область излучение, можно принять расстояние 1,05 $R_{\odot}$. Активное же излучение от западных областей Солнца действовало от слоев короны с внешней границей, находящейся примерно на расстоянии 1,2 $R_{\odot}$ от центра Солнца.

Предполагая, что относительный ход активного для *E*-области излучения такой же, как и относительный ход радиоизлучения на волне 10 *см*, из сопоставления кривых *6* и *7* с кривой *8* можно заключить: 1) кривая *6* несколько сдвинута относительно кривой *8*. Максимум затмения по кривой *6* наступает раньше (см. фиг. 4), чем по кривой *8*, т. е. изменение электронной концентрации при $\alpha = 10^{-8}$ *см*^{3}/*сек* начинается раньше, чем изменение ионизирующего излучения, чего не может быть. 2) Кривая *7* идет параллельно кривой *8*. Моменты максимальной фазы затмения по обеим кривым совпадают. Однако кривая *7* расположена несколько выше кривой *8*. Отсюда можно предположить, что или активное, ионизирующее для *E*-области, излучение и радиоизлучение Солнца на волне 10 *см* пропорциональны одно другому или в образовании слоя *E* участвует, помимо рентгеновского излучения, какое-то дополнительное излучение.

Из всего сказанного следует, что эффективный коэффициент рекомбинации α имеет значение порядка 10^{-6}—10^{-7} *см*^{3}/*сек*, а не 10^{-8} *см*^{3}/*сек*, как предполагалось раньше.

Таким образом, результаты наблюдения полного солнечного затмения 15 февраля 1961 г. подтверждают, что основным ионизирующим излучением для *E*-области является рентгеновское излучение короны, источники этого излучения распределены неравномерно по диску Солнца и уровень рентгеновского излучения над активными областями значительно повышен.

В заключение выражаем благодарность члену-корреспонденту АН СССР А. Б. Северному, научным сотрудникам Ю. И. Нешпору, Н. В. Годовникову за участие в обсуждении работы.

Литература

1. Солнечные данные, № 2, 1961.
2. «Map of the Sun of Fraunhofer Institut», 1961, Fev.
3. Н. А. Савич и А. Н. Абраменко. Изв. Крымской астрофиз. обс., **17**, 219, 1957.
4. И. С. Шкловский. Успехи физ. наук, **30**, 63, 1946.
5. A. J. Higgs. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **102**, 24, 1942.
6. А. А. Михайлов. Теория затмения. М., 1945.
7. Астрономический ежегодник на 1961 г.
8. Данилов. Изв. АН СССР.
9. H. Friedman. X Astrophysical Symposium. Liège, 1960.
10. M. R. Kundu. J. Geophys. Res., **65**, N 12, 1960.
11. И. Н. Одинцова. Изв. Крымской астрофиз. обс., **17**, 232, 1957.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ «МЕТАЛЛИЧЕСКИХ» ЗВЕЗД

И. М. Копылов, Т. С. Белякина, Э. А. Витриченко

Проведена количественная спектральная классификация для 26 «металлических» и 23 стандартных звезд классов светимости V—II в спектральном интервале A2—F5.

Спектроскопический материал был получен с кварцевым спектрографом 122-*см* рефлектора Обсерватории (дисперсия 150 Å/*мм* у H_γ). Для классификации использовались W_λ для пяти водородных линий, линии K и десять широких полос, состоящих из металлических линий (ширины полос от 20 до 90 Å).

Детально изучены ошибки классификации звезд в нашей и существовавших до этого системах, рассмотрен эффект светимости.

Показано, что отсутствует резкое деление звезд на «металлические» и нормальные. Для звезд в этом спектральном интервале подробно анализируется «степень металличности» — параметр, характеризующий несоответствие между «водородным» и «металлическим» спектром звезды. Эта величина, по всем признакам, не зависит от температуры и светимости звезды и является важным фактором, определяющим степень уклонения структуры и физических условий в атмосфере звезды от некоторых нормальных (типичных) для данных T и g.

Обнаружена замечательная особенность спектров «металлических» звезд — увеличение степени металличности с уменьшением длины волны, связанное с увеличением численности и интенсивности линий нейтральных элементов, в первую очередь линий Fe I. Чем бо̀льшую долю вносят нейтральные атомы в поглощение в линиях для данного участка спектра, тем больше степень металличности, находимая по этому участку.

Проведено статистическое рассмотрение некоторых других свойств «металлических» звезд (показателей цвета, скоростей вращения, положения на диаграмме спектр — светимость и т. д.).

Приведены некоторые соображения о возможных причинах спектральных аномалий в «металлических» звездах на основе данных о физических свойствах их атмосфер.

A QUANTITATIVE SPECTRAL CLASSIFICATION OF «METALLIC LINE» STARS, by *I. M. Kopylov, T. S. Belyakina, E. A. Vitrichenko.*— A quantitative spectral classification has been obtained for 26 «metallic line» and 23 standard stars of luminosity classes V—II and spectral types A2—F5 on the basis of data derived by means of the quartz spectrograph of the 122 cm reflector with a dispersion of 150 A/mm at H_γ. The W_λ of 5 hydrogen lines, the K line and 10 wide bands, consisting of metallic lines (band widths from 20 to 90 Å), were used.

The errors of star classification in our system and systems of other authors are studied in detail. The luminosity effect is considered.

It is shown that there is no sharp division of stars into «metallic line» and normal. For stars of the studied spectral types a detail analysis is made of the «degree of metallicity» — a parameter characterizing the discordance between the «hydrogen» and «metallic» spectrum of a star.

According to all indications this parameter does not depend on the temperature and luminosity of the star and is an important factor which determines the degree of deviation of the structure and the physical conditions of the star's atmosphere from some normal (typical) star with given T and g.

A remarkable peculiarity of the spectra of «metallic line» stars has been detected: an increase in the «degree of metallicity» with decreasing wavelength, connected with an increase in the number and intensity of lines of neutral elements, first of all the Fe I lines. The larger the fraction contributed by neutral atoms to the absorption in the lines for a given spectral region, the larger is the «degree of metallicity» found according to this region.

Some other properties (colour-index, rotational velocity, position on the spectrum — luminosity diagram) of «metallic line» stars have been discussed statistically. Some considerations on possible reasons for spectral anomalies in «metallic line» stars are given on the basis of data on the physical properties of their atmospheres.

Введение

В пределах главной последовательности на диаграмме спектр — светимость, в области спектральных классов от поздних B до ранних F располагаются две относительно многочисленные группы звезд, характеризующихся резкими спектральными аномалиями. Эти аномалии проявляются в значительном усилении или ослаблении в спектрах этих звезд линий того или иного химического элемента по сравнению с соответствующими линиями в спектрах большинства «нормальных» звезд.

Одной из этих групп является группа так называемых пекулярных A-звезд (Ap), располагающаяся, за редкими исключениями, в области спектральных классов от B9 до A5. Свыше 95% звезд этого типа располагаются в этом спектральном интервале, а около 70% их относятся к спектральным подклассам A0—A2. Таким образом, по спектральному классу этот тип пекулярных звезд локализован в сравнительно узком интервале.

Спектры звезд Ap характеризуются усилением линий одного или нескольких элементов из числа редкоземельных элементов и элементов Si, Sr, Cr, Mn. Линия K (Ca.II) в этих звездах бывает несколько ослабленной. Звезды Ap обнаруживают спектральную переменность и зачастую переменность блеска. Если линии в спектре такой звезды достаточно узки и позволяют измерить напряженность магнитного поля, то оказывается, что звезда обладает сильным и всегда переменным магнитным полем.

Звезды Ap имеют несколько повышенные светимости, располагаются преимущественно вблизи верхней границы главной последовательности и соответствуют по своим абсолютным звездным величинам M_v нормальным звездам A классов светимости IV и III. Интересно, однако, отметить, что скорости вращения этих звезд довольно малы и в среднем примерно в 2,5 раза меньше скоростей вращения нормальных звезд в этой области спектров и светимостей (при условии, что направления осей вращения распределяются в пространстве случайным образом).

Из детального сопоставления всех наблюдаемых характеристик у звезд Ap с аналогичными характеристиками нормальных звезд в этой же области диаграммы спектр — светимость следует, что наблюдаемая пекулярность обусловлена внутренними причинами, поскольку пространственно-кинематические (звездно-статистические) характеристики звезд Ap ничем не отличаются от нормальных. Отсюда следует, что среди нормальных звезд выделяется достаточно хорошо обособленная по своим морфологическим признакам группа звезд, обладающая целым рядом особенностей. Вопрос о том, существуют ли звезды промежуточного типа между нормальными и пекулярными звездами A, т. е. существует ли непрерывный переход от нормальных звезд A к пекулярным, до сих пор полностью не выяснен.

Другой чрезвычайно интересной группой звезд, обладающих спектральными аномалиями, являются в этой части диаграммы спектр — светимость так называемые «металлические» звезды. По сложившимся к настоящему времени представлениям спектры «металлических» звезд характеризуются следующими особенностями.

Если считать интенсивность большинства линий металлов в спектрах этих звезд нормальной, то окажется, что линии некоторых металлов, в

особенности таких, как Ca, Sc, Zr, Mg, и в меньшей степени таких, как Ti и V, оказываются ослабленными. Иногда оказываются ослабленными и линии водорода. Вследствие этого при спектральной классификации этих звезд оказывалось обычно, что спектральные классы, определявшиеся по линии K, по линиям водорода и по линиям большинства металлов, довольно заметно различались. Спектральный класс по линиям большинства металлов оказывался наиболее поздним, спектральный класс по линиям водорода — довольно близким к «металлическому», хотя иногда и несколько более ранним. Спектральный класс по линии K оказывался обычно на несколько подклассов более ранним, чем «водородный» и «металлический». «Кальциевые» спектральные классы для металлических звезд по существующим классификациям заключены в пределах A1—A7, «водородные» — в пределах A3—F2 и «металлические» — в пределах A5—F6 со средними спектральными классами A3, A8 и F1 соответственно. Классификация дополнительно усложняется тем, что линии металлов в спектрах металлических звезд расширены турбулентностью в атмосферах этих звезд, что приводит к некоторой неоднозначности определения спектрального класса по металлам. Во многих случаях металлической звезде по линиям металлов может быть приписан, к примеру, спектральный класс F5 IV или же F0 II—III.

Число металлических звезд по различным оценкам составляет 10—15% от общего числа звезд в спектральном интервале A0—F6.

Благодаря такой ярко выраженной и трудно объяснимой спектральной аномалии металлические звезды со времени выделения их в особый класс (1946 г.) изучались весьма интенсивно с самых различных точек зрения. Основное внимание было направлено при этом на выяснение следующих двух вопросов:

1) в чем заключаются причины указанной спектральной аномалии металлических звезд — в аномалиях ли химического состава или в аномальных условиях возбуждения и ионизации атомов некоторых элементов?

2) отличаются ли «металлические» звезды по своим звездно-астрономическим признакам от нормальных звезд или нет?

И если на второй вопрос к настоящему времени удалось получить более или менее удовлетворительный ответ, то первый вопрос остается по существу нерешенным.

Перечислим кратко те основные свойства металлических звезд, о которых сложилось мнение, что они более или менее надежно установлены, указав при этом и на ряд спорных или противоречивых моментов.

1. Поскольку спектральные классы, определяемые по различным линиям в спектрах металлических звезд, заметно различаются, то сразу же возникает вопрос: какой из этих спектральных классов считать основным, т. е. определяющим физические условия в атмосфере звезды?

Некоторые авторы считают (см., например, [1—3]) основным «металлический» спектр. Подтверждение этому они видят в том, что по своему цвету металлические звезды надо отнести скорее к звездам F, чем к звездам A. Расположение металлических звезд на диаграмме спектр — светимость также подтверждает, по мнению, высказанному в [3], принадлежность этих звезд к классу F. По своему малому угловому вращению металлические звезды могут быть отнесены к классу F. Оценки T_i для одной из наиболее хорошо изученных металлических звезд (τ UMa) дают значения 6000°, что близко к T_i для нормальных звезд классов F5—F6 [4]. В то же время спектральный класс этой звезды по металлам Sp(M) есть F6 II, по водороду — F0 и по кальцию — A5.

С другой стороны, K. Яшек и M. Яшек [5, 6] на основании статистического исследования пространственно-кинематических и морфологиче-

ских характеристик металлических звезд (пространственные движения, светимости, показатели цвета, процент двойственности и т. д.) пришли к выводу, что металлические звезды должны быть отнесены к спектральному классу А. Эти авторы считают, что «водородный» спектральный класс лучше характеризует состояние атмосфер металлических звезд, тем более что они находят [6] у металлических звезд хорошую корреляцию между Sp(H) и показателями цвета $B-V$.

Кажется, следует отдать предпочтение последним результатам, которые в бо́льшей степени основаны на анализе характеристик, не связанных с особенностями и деталями линейчатого спектра этих звезд.

2. Вопрос о светимостях металлических звезд тесно связан с тем, к какому спектральному классу должны быть отнесены эти звезды.

Авторы [3] считают, что металлические звезды располагаются преимущественно выше середины главной последовательности, в области g субгигантов и, возможно, гигантов А и F. Этот вывод есть следствие того, что за основной спектральный класс они приняли Sp(M). Они считают также, что подтверждением повышенной светимости металлических звезд являются величина турбулентной скорости, малые g_{eff} и $\lg P_e$ и ряд других характеристик, однако указывают на противоречие, заключающееся в том, что судя по параллаксам, светимости этих звезд существенно меньше приписываемых им по спектроскопическим признакам.

Авторы [5, 6] считают, что металлические звезды — это звезды А, лежащие несколько выше главной последовательности и образующие последовательность, пересекающуюся с главной вблизи спектрального класса F2 ($B-V=+0^m,35$).

М. Хак [7] в результате спектроскопического анализа атмосфер 13 металлических и нормальных звезд пришла к выводу, что у металлических звезд спектроскопические признаки светимости дают по водородным линиям низкие светимости, весьма близкие к находимым по тригонометрическим параллаксам, в то время как определяемые по большинству металлических линий характеристики v_t, $\lg P_e$ и g_{eff}, если их приписывать эффекту светимости, заставляют отнести металлические звезды к классам светимости III и II.

3. Важной характеристикой металлической звезды является так называемая степень металлличности, под которой чаще всего подразумевают величину $p=\mathrm{Sp(M)}-\mathrm{Sp(H)}$, т. е. различие в «металлическом» и «водородном» спектральных классах [6], иногда же степень ослабленности линии K по сравнению с остальными металлическими линиями. Зависимость степени металлличности от других характеристик металлических звезд по существу не изучена. Некоторые авторы указывают на возможный рост степени металлличности с переходом к более поздним Sp(M), однако качественность методов определения Sp(H), Sp(K) и Sp(M) не давала до сих пор возможности выявить этот эффект более уверенно. Наличие связи p со Sp(M) можно искать по материалам, собранным в [3], однако результаты поисков не выявляют этого эффекта.

С другой стороны, К. и М. Яшеки указывают [6] на наличие зависимости степени металлличности от светимости при данном показателе цвета звезд: степень металлличности растет с ростом светимости. Эта зависимость требует дальнейшего изучения.

4. Существуют различные взгляды на природу аномалий, обнаруживающихся в спектрах металлических звезд. Наиболее широко распространено мнение, что это явление связано с действительным дефицитом некоторых элементов в атмосферах металлических звезд [3, 4, 7, 8]. К таким элементам относятся Ca, Zr, Mg, Sc, Ti, V.

Однако наличие высоких турбулентных скоростей, малые электронные давления и малые g_{eff} в атмосферах металлических звезд, по сравнению с нормальными звездами,— все это не находит себе удовлетворительного объяснения. Гипотеза избыточной ионизации ионов Ca, Zr, Mg, Sc, Ti и V, привлекаемая для объяснения спектральных аномалий металлических звезд [9], не в состоянии объяснить достаточно убедительно эти аномалии и тем более повышенные v_t и малые значения P_e и g_{eff} (критику этой гипотезы см. в [8]).

Были сделаны попытки объяснить эти особенности с точки зрения гипотезы о значительной протяженности турбулентных атмосфер металлических звезд [7, 8]. Детально эта гипотеза еще не разработана.

5. Остается совершенно открытым вопрос о возможной взаимосвязи пекулярных А-звезд (Ap) и металлических звезд (Am). Можно указать на два обстоятельства, которые делают исследование этого вопроса особенно интересным. Оба этих типа аномальных звезд располагаются примерно в одной и той же части диаграммы спектр—светимость, причем области, занимаемые этими звездами, частично перекрываются. Имеются звезды промежуточного типа, в спектрах которых сосуществуют как характеристики типа Ap, так и типа Am.

6. До сих пор неясно, являются ли металлические звезды морфологически достаточно четко обособленной группой среди нормальных звезд или в известных сейчас металлических звездах надо видеть лишь звезды с наиболее ярко выраженной металличностью, позволяющей выделять эти звезды из среды нормальных даже сравнительно грубыми качественными методами спектральной классификации, и существует ли непрерывный переход от «типично» нормальных к «типично» металлическим звездам. Получение определенного ответа на этот вопрос имеет большое значение как для выяснения физической сущности явления металличности, так и для развития гипотез о возможных космогонических причинах этих аномалий, а следовательно, и о роли металлических звезд в эволюции звезд спектральных классов A и F.

Исследование вопроса о взаимосвязи между металлическими и нормальными звездами немыслимо, однако, без разработки физически достаточно обоснованной количественной спектральной классификации тех и других звезд в однородной системе.

§1. Материал наблюдений и его обработка

Мы предприняли попытку разработать количественную спектральную классификацию металлических звезд и на ее основе провести по возможности всестороннее исследование морфологических характеристик этих звезд.

Была составлена программа спектроскопических наблюдений, в которую вошли 26 металлических звезд и 23 стандартных (нормальных) звезды в интервале A2—F5. Стандартные звезды мы подбирали так, чтобы они, во-первых, покрывали весь район диаграммы спектр—светимость, в котором по данным других исследователей располагаются металлические звезды, и, во-вторых, имели спектральную классификацию в системе МК. Металлические звезды выбраны из каталога Ш. Берто [10]. В программу были включены звезды ярче $6^m,5$, расположенные севернее $\delta = -16°$.

В табл. 1 и 2 приведены исходные данные о наблюдавшихся звездах. В первых трех столбцах обеих таблиц даны номер по каталогу HD, название и видимая величина звезды. Для металлических звезд (табл. 1) приведены спектральные классы по HD, в системе МК и определенные по водороду (Sp(H)), по линии K (Sp(K)) и по металлам

Таблица 1

HD	Звезда	m_v	Sp (HD)	Sp (MK)	Sp (H)	Sp (K)	Sp (M)	$v \cdot \sin i$	Вес	$B-V$	$U-B$	M_v (триг)
2628	28 And	$5^m,26$	F0					35	4	$0^m,11$		
3883	HR 178	5,98	A5p							0,12		
8374	47 And	5,53	A0	Am	F2	A3	F5	74	3	0,22	$0^m,13$	
12869	ϰ Ari	5,08	A0	Am	A8	A2	A8	0	4	0,11	0,13	
18769	49 Ari	5,91	A2	Am	A8	A2	F1			0,14	0,15	
27962	68 Tau	4,24	A2	A3 III				18	17	0,06	0,12	
116657	ζ UMa ft	3,96	A2		A3	A2	A7	70	21			$1^m,80$
141675	HR 5887	5,79	A2					82	3			
141795	ε Ser	3,75	A2	Am	A5	A3	F0	42	17			1,47
145570	ψ Sco	4,91	A2	A2 V		A2	F3	32	17			0,93
148367	υ Oph	4,62	A2	Am	A7	A2	A7					1,39
159541	ν^1 Dra	4,98	A5			A4	A7	77	14	0,25	0,06	
159560	ν^2 Dra	4,95	A5		F0	A2	F5 IV=F0 II—III	47	14	0,28	0,10	2,02
161321	HR 6611	6,13	A3p									
173648	ζ LyrA	4,29	A3		A7	A4	F0	35	15	0,18	0,17	1,28
173880	111 Her	4,37	A3	A3 V				81	21	0,15		
189849	15 Vul	4,74	A5		A8	A6	F5 IV=F0 II—III	20	17	0,05		1,73
195725	θ Cep	4,28	A5		A8	A6	F5 IV=F0 II—III	56	17	0,08		1,81
198743	μ Aqr	4,80	A3		F0	A4	F5 IV=F0 II—III	62	14	0,26		0,20
206088	γ Cap	3,80	F0p					26	17	0,18		
206561	44 Cap	5,99	A5			A4	F2					
206677	45 Cap	5,90	A5			A4	F0					
207098	δ Cap	2,98	A5		F2	A6	F5 IV=F0 II—III	215	9	0,15		2,04
209625	HR 8410	5,23	A3			A4	F4	50	7	0,22	0,14	
209790	ξ^2 Cep	4,57	A3		F0	A2	F5 IV=F0 II—III	68	17			1,88
221675	14 Psc	5,98	A2			A3	F2					

Таблица 2

HD	Звезда	m_v	Sp (МК)	Sp [11]	$v \sin i$	Вес	$B-V$	$U-B$	M_v (триг)
432	β Cas	$2^m,86$	F2 IV	F2,2	70	17	$0^m,35$	$0^m,09$	$1^m,55$
5448	μ And	3,94	A5 V		77	17	0,14	0,16	1,47
8538	δ Cas	2,80	A5 V		120	17	0,13	0,12	0,11
11443	α Tri	3,6	F6 IV		106	21	—	—	—
11636	β Ari	2,65	A5 V	A3,4	77	19	0,13	0,10	—
13161	β Tri	3,08	A5 III		84	21	0,13	0,08	—0,7
16970	γ Cet	3,46	A2 V	A2,7	195	17	0,09	0,06	1,88
17584	16 Per	4,3	F2 III		160	17	0,34	—	0,81
23230	ν Per	3,9	F5 II		45	21	—	—	—0,37
84999	υ UMa	3,9	F2 IV		118	21	—	—	1,68
103578	95 Leo	5,5	A3 V	A3,4	16	5	—	—	—
115604	20 CVn	4,7	F0 II—III		15	27	—	—	0,43
116842	80 gUMa	4,00	A5 V	A5,4	250	17	0,16	0,08	2,05
122408	τ Vir	4,26	A5 III	A3,8	141	14	0,10	0,12	0,14
127762	γ Boo	3,06	A7 III	A7,2	135	27	0,12	0,12	—0,97
147547	γ Her	3,74	A9 III	A7,8	152	31	0,26	0,13	—0,4
156164	δ Her	3,14	A3 IV	A3,1	305	10	0,08	0,08	0,84
182640	δ Aql	3,38	F0 IV—V	F0,9	85	25	0,32	—	2,31
196524	β Del	3,7	F5 IV		59	21	—	—	0,77
202444	τ Cyg	3,75	F0 IV	F0,9	95	17	0,40	—	2,08
203280	α Cep	2,44	A7 IV	A7,1	260	17	0,23	0,10	1,44
210459	π Peg	4,38	F5 III		140	28	—	—	1,76
219080	7 And	4,55	F0 V	F0,2	60	17	0,25	—	2,81

(Sp(M)). Смысл записей типа F5 IV=F0 II—III в столбце Sp(M) табл. 1 был объяснен во введении. Для стандартных звезд (табл. 2) приводится спектральный класс в системе МК и спектральный класс, взятый из [11]. Далее и для стандартных и для металлических звезд приводятся $v \sin i$ с соответствующим весом, взятые из компилятивного каталога $v \sin i$, составленного в нашей обсерватории, показатели цвета в системе $(B-V)$ и $(U-B)$ и абсолютная величина $M_{v_{\text{триг}}}$, определенная по тригонометрическому параллаксу.

Наблюдения велись на кварцевом спектрографе 122-*см* рефлектора обсерватории. Дисперсия спектрограмм 150 Å/*мм* у H_γ. Ширины щели изменялись в зависимости от яркости звезды и чувствительности пластинок от 0,25 до 0,05 *мм*, что соответствует в проекции на пластинку 0,06—0,01 *мм* или 10—2 Å. Экспозиции были от 1,5 *часа* до 1 *мин*. Использовались пластинки Кодак 0а — О и Кодак 103а — О. Высота спектров равна 0,7 *мм*. Для каждой звезды в среднем получено по шесть спектрограмм. Для обработки отобрано по четыре спектра, наиболее подходящих по качеству и плотности. Обработка спектров велась на регистрирующем микрофотометре Молля с увеличением 50. Регистрограммы спектров без сглаживания за счет зернистости фотоэмульсии переводились в относительные интенсивности. Найденные по таким записям эквивалентные ширины спектральных полос или отдельных линий усреднялись.

Прежде чем переходить к изложению результатов обработки спектроскопического материала, рассмотрим кратко методику подбора критериев для спектральной классификации. При выборе критериев мы руководствовались следующими соображениями.

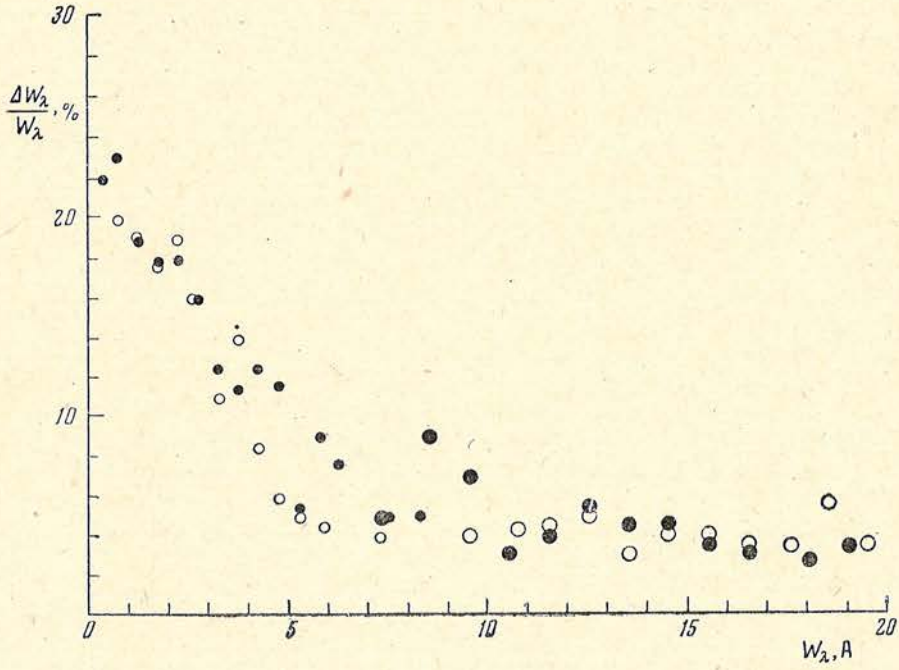
Прежде всего мы ставили своей целью подобрать такие критерии, которые могли бы служить в дальнейшем и для узкополосной фотоэлектрической или фотографической фотометрии звезд и их классификации в массовых масштабах, т. е. чтобы они могли измеряться при помощи узкополосных светофильтров, как монохроматические звездные величины на прямых снимках или при помощи щелей в фокальной плоскости спектрографа. Поэтому и для глубоких линий, таких как линии водорода, мы измеряли не эквивалентную ширину собственно линий, а непосредственно весь участок спектра, попадающий в сравнительно узкую полосу, центрированную на данную линию. Ширины полос выбраны от 23 до 89 Å в зависимости от спектральной области, общей интенсивности линий в данном участке спектра, наличия и относительной интенсивности линий того или иного элемента и т. д. В отношении «химического состава» критериев мы исходили из известного свойства металлических звезд, которое говорит о том, что спектральные классы, определенные для металлической звезды в системе МК по водороду, кальцию и металлам, заметно отличаются один от другого. Поэтому в подобранные для использования в качестве классификационных критериев узкие участки спектра вошли пять водородных линий от H_β до H_ζ, линия K (Ca II) и десять полос с линиями металлов, всего 16 критериев. При подборе «металлических» критериев мы по мере возможности старались принять во внимание результаты работ М. Хак [7] и Дж. Гринстейна [4], согласно которым в металлических звездах имеется дефицит следующих элементов: Sc, Mg, Ti, Zr, V, Ca. Подробные характеристики подобранных нами критериев приведены в табл. 3, где последовательно даны номер критерия, границы соответствующей ему полосы λ_1 и λ_2, ширина полосы в ангстремах, средняя длина волны полосы, основные химические элементы, входящие в

Таблица 3

№ п/п	λ_1	λ_2	$\Delta\lambda$	$\bar{\lambda}$	«Спектральный состав» критерия
1	4901	4821	80	4861	H_β, FeI (8), CrII (6), YII (3), AlII (3), CrI (2), YII(2), Ca I(1), Si II(1), Mn I(1), Ti I(1)
2	4601	4523	78	4562	FeII(5), CrII(4), TiII(4), CrII(2), TiII(4), TiI(1), FeI(1), BaII(1), MgII(1)
3	4502	4474	28	4488	FeI(7), TiII(2), FeII(2), MgII(1)
4	4474	4407	67	4440	Fe I(7), Ti II(6), Fe II(2), Ca I(2)
5	4407	4380	27	4394	FeI(4), TiII(4), FeII(1), YI(1), ScII(1)
6	4362	4318	44	4340	H_γ, Fe I(3), ScII(2)
7	4318	4280	38	4299	Fe I(4), Ca I(3), Ti II(3), Cr II(1), Ti I(1), Sc II(1)
8	4280	4191	89	4236	Fe I(26), Cr II(2), CrI(2) Ni II(1), Eu II(1), Sr II(1), Ca I(1), Fe II(1), Sc II(1)
9	4191	4139	52	4165	Fe I(12), Zr II(1), Mg I(1), Y II(1), V II(1)
10	4123	4081	42	4102	H_δ, Fe I(3), Co I(2), Mn I(1), La II(1)
11	4081	4048	33	4064	Fe I(6), Mn I(1), Mg I(1), Sr II(1)
12	4048	4025	23	4037	Mn I(4), Fe I(3), Ti II(1), V II(1)
13	4018	3991	27	4005	Fe I(12), Ti I(4), Fe II(2), Cr II(2), V II(1), Co I(1)
14	3991	3947	44	3969	H_ε+H, Fe I(17), Ti I(4), O I (3), V I(1), La II(1), Ni I(1), Y II(1), V II(1), Al I (1), Mo II(1), Fe II(1), Cr I(1), Ce II(1)
15	3947	3924	23	3936	K (Ca II), Fe I(12), Fe II(2), Ti I(2), Ni I(1), Al I(1), Mn I(1), Ce II(1)
16	3912	3870	42	3891	H_ζ, Fe I(23), Co I(2), Ti II(1), Cr I(1)

состав данного критерия, с указанием в скобках числа наиболее сильных линий (подсчитывались линии с $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6 > 1{,}2$ или с $W_\lambda \geqslant 0{,}07$ Å). Практически все линии в «металлических» критериях имеют $W_\lambda < 0{,}4$ Å).

Для каждого критерия по всем четырем регистрограммам для данной звезды находилась средняя эквивалентная ширина W_λ и средняя ошибка одного определения эквивалентной ширины — ΔW_λ. Эти данные для каждой звезды представлены в табл. 4 в порядке нумерации критериев. В верхней половине таблицы приведены результаты для стандартных звезд, в нижней половине — для металлических.



Фиг. 1. Зависимость относительных ошибок в эквивалентных ширинах полос и линий от их эквивалентной ширины

На основании материала табл. 4 были проанализированы ошибки наших измерений W_λ. Были построены средние зависимости относительной ошибки одного измерения эквивалентной ширины — $\Delta W_\lambda / W_\lambda$ от величины W_λ (фиг. 1). На этом рисунке большие светлые кружки относятся к водородным линиям для металлических звезд, большие темные — для стандартных. Соответственно малые кружки относятся к линиям металлов, в том числе и к линии K. Видно, что средние ошибки одного измерения W_λ в среднем не превосходят 20% даже для самых слабых полос. Для водородных линий эти ошибки почти независимы от W_λ и составляют в среднем 4%.

Поскольку каждая средняя W_λ в табл. 4 образована по четырем определениям W_λ, то, следовательно, для этих средних W_λ относительная ошибка $\Delta W_\lambda / W_\lambda$ будет вдвое меньше приводимой на графике и будет составлять от 1,5 до 11% (в зависимости от W_λ).

Данные относительно ΔW_λ из табл. 4 и $\Delta W_\lambda / W_\lambda$ из фиг. 1 будут в дальнейшем использованы для исследования ошибок в спектральной классификации. Отметим здесь лишь то обстоятельство, что ошибки определения W_λ для металлических звезд не выше соответствующих ошибок для нормальных звезд (см. фиг. 1). На этот факт мы будем неоднократно ссылаться при сравнении спектральных классов, полученных для металлических и нормальных звезд по различным критериям.

Звезда	W_λ	ΔW_λ	W_λ	ΔW_λ	W_λ	ΔW_λ	W_λ	ΔW_λ	W_λ	ΔW_λ	W_λ	ΔW_λ	W_λ	ΔW_λ	W_λ
β Cas	12,50	0,93	4,51	0,25	0,89	0,10	4,32	0,66	2,11	0,13	9,98	1,01	4,22	0,42	3,98
μ And	15,43	1,59	2,33	0,73	0,44	0,07	1,06	0,31	0,96	0,38	14,23	0,52	2,91	0,24	1,97
δ Cas	15,11	0,44	2,33	0,36	0,92	0,27	2,10	0,43	1,57	0,48	13,95	1,10	3,17	0,53	1,84
α Tri	8,37	1,06	4,97	0,47	1,57	0,17	6,12	0,59	3,32	0,10	7,62	0,15	6,07	0,39	5,67
β Ari	17,97	0,62	2,91	0,11	1,02	0,14	2,14	0,26	1,59	0,32	15,67	0,18	3,80	0,24	2,31
β Tri	16,48	0,88	2,51	0,58	0,85	0,17	1,68	0,20	1,40	0,22	13,98	0,12	3,42	0,39	2,55
γ Cet	19,00	0,34	2,08	0,90	0,55	0,17	1,35	0,13	1,31	0,26	16,68	0,52	2,83	0,48	1,41
16 Per	9,73	0,92	4,61	0,18	1,30	0,10	4,24	0,69	2,04	0,13	9,32	0,28	4,24	0,18	3,65
ν Per	10,14	0,40	5,21	0,40	1,06	0,31	6,09	0,49	2,74	0,25	9,42	0,34	5,11	0,38	5,35
υ UMa	13,27	0,32	3,66	0,52	0,95	0,20	2,86	0,76	1,53	0,26	10,71	0,09	3,74	0,42	3,92
95 Leo	18,34	0,67	2,44	0,53	0,72	0,03	1,35	0,23	1,21	0,22	16,09	0,38	3,06	0,24	2,00
20 CVn	13,39	1,89	4,67	0,93	1,09	0,07	3,69	0,07	1,95	0,32	13,13	0,46	5,02	0,30	3,23
80 UMa	13,41	0,78	2,77	0,22	0,68	0,17	1,32	0,26	1,15	0,35	14,88	0,18	3,30	0,33	2,74
τ Vir	14,93	0,40	1,47	0,25	0,51	0,03	0,82	0,36	0,90	0,29	14,17	0,65	2,35	0,12	1,05
γ Boo	15,47	0,53	3,53	0,68	0,92	0,17	2,23	0,41	1,40	0,10	13,52	0,67	3,47	0,12	2,29
γ Her	13,22	0,54	3,63	0,47	0,96	0,07	3,55	0,30	1,60	0,29	11,66	0,28	3,53	0,27	2,80
δ Her	14,58	0,92	2,23	0,28	0,58	0,10	1,42	0,36	0,73	0,19	15,83	0,68	2,50	0,24	1,64
δ Aql	12,12	0,85	2,62	0,08	0,89	0,10	2,57	0,49	1,37	0,22	10,68	0,25	3,45	0,39	2,73
β Del	9,28	0,40	3,97	0,67	1,36	0,24	3,81	0,33	2,46	0,10	8,00	0,28	5,20	0,36	4,28
τ Cyg	9,65	1,26	2,80	0,80	0,75	0,20	2,34	0,36	1,12	0,26	8,11	1,16	3,74	0,18	2,68
α Cep	13,27	0,32	2,91	0,48	0,54	0,37	2,11	1,05	0,93	0,61	12,49	1,11	2,67	0,51	2,28
π Peg	9,34	0,73	5,53	0,09	1,16	0,31	4,72	0,66	2,11	0,16	6,57	0,64	5,38	0,65	4,63
7 And	15,13	1,51	4,06	1,43	1,36	0,51	2,96	1,68	2,97	0,56	13,00	0,68	4,37	0,83	3,98
28 And	13,17	0,54	3,51	0,72	0,89	0,07	2,93	0,10	1,53	0,10	12,14	0,61	3,27	0,42	2,83
HR 178	16,98	0,62	4,53	0,11	1,50	0,20	4,72	0,82	2,87	0,32	14,28	0,64	4,55	0,23	3,71
47 And	13,37	0,92	2,77	0,07	0,89	0,27	2,10	1,12	1,51	0,45	11,48	0,03	3,11	0,09	2,49
κ Ari	18,82	1,32	3,02	0,18	1,02	0,17	1,97	0,36	1,47	0,32	14,95	0,61	3,50	0,45	2,77
49 Ari	20,18	1,28	2,94	0,58	1,13	0,31	2,21	0,56	1,69	0,54	16,60	0,40	3,81	0,51	3,17
68 Tau	18,50	1,15	1,79	0,40	0,48	0,10	1,71	0,73	1,40	0,32	15,45	0,22	2,70	0,33	2,04
ζ UMa	15,55	1,67	2,12	1,07	0,61	0,14	1,18	0,13	1,05	0,22	15,20	1,29	3,53	0,53	1,64
HR 5887	21,52	1,00	5,31	0,59	1,43	0,20	3,56	1,48	2,17	0,61	14,62	0,80	4,08	0,62	4,46
ε Ser	19,40	1,01	1,87	0,31	0,44	0,20	1,48	0,30	1,53	0,13	15,48	0,55	3,33	0,37	2,14
ψ Sco	17,99	1,00	2,22	0,12	0,68	0,14	1,35	0,46	1,50	0,13	16,44	0,12	3,57	0,21	2,03
υ Oph	15,08	0,75	2,55	0,61	0,95	0,07	2,30	0,59	1,63	0,35	14,95	0,12	3,50	0,21	2,79
ν^1 Dra	16,38	0,91	3,23	0,68	0,92	0,14	3,12	0,23	1,79	0,13	14,24	0,09	3,96	0,36	3,95
ν^2 Dra	15,98	0,82	3,05	0,52	1,06	0,10	2,57	0,69	1,95	0,35	12,82	0,71	3,59	0,65	4,06
HR 6611	18,10	0,88	3,55	0,47	0,96	0,13	2,11	0,49	1,76	0,45	16,91	0,49	3,44	0,21	3,28
ζ LyrA	15,75	0,44	4,06	0,54	1,06	0,27	3,72	0,49	2,11	0,19	16,15	0,15	3,95	0,36	3,51
111 Her	19,30	0,44	2,98	0,25	1,02	0,20	2,10	0,76	1,57	0,54	17,35	0,68	3,72	0,42	1,90
15 Vul	15,48	0,53	2,80	0,44	0,48	0,15	1,48	0,63	0,96	0,41	14,30	0,46	3,27	0,44	2,54
θ Cep	16,10	0,75	2,62	0,69	0,85	0,24	2,17	0,46	1,48	0,80	14,17	0,71	3,33	0,39	2,68
μ Aqr	14,12	0,57	3,78	0,25	1,36	0,27	4,36	0,23	2,11	0,23	12,22	0,57	3,93	0,36	5,27
γ Cap	12,46	0,66	4,96	0,18	1,53	0,14	5,43	0,0	1,76	0,06	10,75	0,22	3,48	0,24	3,51
44 Cap	12,90	0,44	2,69	0,61	0,61	0,20	2,17	0,66	1,44	0,35	12,33	0,28	3,77	0,36	2,09
45 Cap	15,98	0,84	2,87	0,11	0,99	0,38	2,27	1,22	1,82	0,32	14,65	0,22	4,28	0,15	2,35
δ Cap	12,85	0,48	2,22	0,11	0,54	0,05	1,87	0,10	0,80	0,13	10,87	0,18	2,61	0,18	3,21
HR 8410	17,02	0,97	3,09	0,43	0,99	0,17	2,83	0,72	1,47	0,41	13,72	0,31	3,41	0,33	3,88
ξ^2 Cep	12,52	0,80	3,37	0,48	1,02	0,34	2,97	1,91	1,92	0,16	9,52	0,03	2,14	0,03	2,06
14 Psc	13,31	0,84	5,88	1,69	1,64	0,38	4,22	0,36	2,08	0,06	12,22	0,46	3,12	0,42	4,68

Таблица 4

ΔW_λ	W_λ	ΔW_λ	W_λ	ΔW_λ	W_λ	ΔW_λ	W_λ	ΔW_λ	W_λ	ΔW_λ	W_λ	ΔW_λ	W_λ	ΔW_λ	W_λ	ΔW_λ
0,39	2,63	0,33	7,82	0,81	1,60	0,15	0,43	0,07	0,70	0,16	12,24	0,38	8,18	0,73	9,37	0,89
0,20	2,07	0,67	14,75	0,18	2,58	0,37	0,58	0,05	1,75		15,80	0,45	4,12	0,19	13,27	0,43
0,42	1,67	0,24	13,38	0,46	2,31	0,12	0,72	0,12	1,31	0,14	14,77	0,48	4,56	0,46	12,51	0,68
0,51	3,12	0,46	6,36	0,61	3,08	0,25	1,16	0,10	1,80	0,09	13,83	0,93	10,02	0,37	8,56	0,56
0,51	2,35	0,32	15,13	0,48	2,78	0,27	0,84	0,26	1,47	0,28	16,18	0,68	3,68	0,37	13,14	0,96
0,26	1,13	0,51	13,85	0,46	2,74	0,11	0,79	0,12	1,80	0,35	15,43	0,25	4,23	0,31	12,40	0,40
0,65	1,77	0,11	15,50	0,66	2,31	0,64	0,31	0,10	0,69	0.59	16,93	0,91	2,82	0,31	14,21	0,81
0,74	3,20	0,46	8,87	0,58	2,60	0,32	1,06	0,07	1,71	0,26	14,12	0,98	9,00	0,42	10,65	0,85
0,08	3,93	0,16	7,95	0,66	2,73	0,59	1,20	0,22	1,38	0,23	14,45	0,80	11,25	0,55	10,05	0,42
0,44	3,83	0,13	10,83	0,25	3.00	0,42	1,13	0,22	1,62	0,44	14,37	0,61	7,48	0,31	12,24	1,04
0,61	2,34	0,92	16,38	0,31	2.51	0,37	0,62	0,17	1,22	0,12	16,84	0,68	4,09	0,48	14,47	0,88
0,11	3,15	0,19	12,57	0,08	3,67	0,37	0,86	0,05	1,57	0,35	18,20	0,28	11,80	0,20	13,87	0,49
0,62	3,12	0,48	15,25	0,15	3,05	0,14	0,79	0,02	1,57	0,10	15,63	0,79	5,21	0,60	12,12	0,31
0,20	1,37	0,48	13,80	0,23	2,12	0,15	0,41	0,17	0,96	0,21	14,83	0,73	3,39	0,09	12,60	0,89
0,34	2,42	0,38	12,40	0,53	2,73	0,44	0,91	0,12	1,40	0,19	13,63	0,61	5,38	0.12	11,21	0,55
0,42	2,21	0,30	11,44	0,25	2,66	0,20	0,96	0,12	1,64	0,21	15,33	0,25	8,34	0,24	11,83	0,15
0,59	1,62	0,30	14,52	0,94	1,99	0,25	0,55	0,22	0,89	0,09	15,68	0,34	2,77	0,09	13,82	0,30
0,48	2,45	0,21	9,73	0,30	3,03	0,15	1,16	0,10	2,03	0,33	14,01	0,23	8,19	0,23	11,10	0,71
0,59	3,21	0,35	7,23	0,30	3,50	0,25	1,44	0,14	2,11	0,26	13,05	0,45	9,70	0,44	9,15	0,45
0,51	2,18	0,11	7,22	0,36	2,58	0,32	1,01	0,07	1,52	0,30	11,98	0,93	8,25	0,46	8,73	0,85
0,30	1,83	0,40	12,34	0,38	2,39	0,39	0,86	0,24	1,57	0,16	16 37	0,45	7,33	0,41	14,00	0,91
0,61	4,47	0,22	6,04	1,04	2,68	0,94	1,03	0,36	2,06	0,98	12,95	2,04	9,75	0,14	9,00	0,26
0,76	3,63	0,75	12,05	0,64	2,49	0,42	0,72	0,19	1,97	0,33	13,40	0,54	7,66	0,39	11,26	0,75
0,45	2,45	0,43	10,43	0,23	2.71	0,37	0,94	0,07	1,45	0,33	12,40	0,41	5,71	0,31	9,60	0,36
0,94	3,98	0,32	14,03	0,36	4,18	0,37	1,51	0.14	2,71	0,37	16,14	1,18	6,00	0,53	14,40	0,68
0,45	2,43	0,43	10,98	1,25	2,59	1,27	0,94	0,29	1,50	0,21	12,80	0,80	2,52	0,38	11,28	1,00
0,57	2,13	0,40	15,39	0,41	3,35	0,30	0,89	0,15	1,55	0,26	15,00	0,14	2,63	0,35	13,37	0,64
0,60	2,91	0,54	15,88	0,76	3,59	0,32	0,72	0,15	2,22	0,47	17,39	0,36	3,12	0,13	15,90	0,83
0,40	1,75	0,38	15,41	0,56	1,95	0,27	0,58	0,10	1,24	0,21	14,92	0,61	2,23	0,15	12,42	0,89
0,71	2,26	1,13	14,85	1,07	2,46	0,26	0,50	0,07	1,31	0,26	16,35	1,34	5,22	0,44	12,70	1,68
0,60	3,64	1,13	14,02	1,55	3,71	0,52	1,39	0,31	2,06	0,16	15,67	0,95	4,11	0,23	13,89	1,00
0,75	2,10	0,32	14,50	0,30	2,88	0,20	0,82	0,10	1,54	0,21	15,70	0,36	2,31	0,19	13,70	0,27
0,57	1,67	0,27	16,28	0,31	3,13	0,27	0,65	0,12	1,61	0,16	17,26	0,18	3,08	0,13	13,65	0,15
0,25	2,59	0,38	13,47	0,25	2,70	0,12	0.86	0,26	1,94	0,21	15,05	0,36	3,43	0,19	12,92	0,50
0,67	3,33	0,48	13,00	0,36	3,22	0,17	1,08	0,19	1,80	0,30	13,96	0,34	4,00	0,37	11,70	0,42
1,05	3,37	0,51	12,40	0,63	3,52	0,30	1,34	0,14	2,11	0,28	14,13	0.39	4,14	0,27	12,62	0,28
0,59	3,42	0,67	16,00	0,23	3,10	0,22	0,84	0,07	1,89	0,28	16,70	0,23	3.91	0,20	14,82	0,64
0,23	3,26	0,30	15,48	0,48	3,45	0,27	1,08	0,14	2,04	0,21	17,56	0,41	4,75	0,11	15,17	0,51
0,31	2,09	0,27	15,13	0,51	2,76	0,35	0,74	0,10	1,64	0,23	15,65	0,16	3,43	0,20	13,48	0,23
0,34	2,80	0,70	13,37	0,66	2,43	0,30	0,74	0,12	1,45	0,26	14,28	1,11	4,89	0,25	13,13	0,50
0,56	2,48	0,56	12,85	0,71	2,31	0,49	1,01	0,10	1,48	0,19	15,60	0,15	5,15	0,13	13,10	0,34
0,23	4,03	0,16	11,46	0,80	3,67	0,25	1,46	0,31	2,06	0,07	12,88	0,86	4,73	0,16	12,00	0,70
0,59	2,88	0,24	11,38	0,43	3,75	0,67	1,44	0,26	2,27	0,16	14,89	0,66	6,90	0,29	12,30	1,40
0,34	2,18	0,48	12,37	0,48	3,03	0,20	1,08	0,14	1,89	0,42	14,49	0,54	7,52	0,31	11,54	0,36
0,54	2,61	0,27	13,52	0,56	3,07	0,25	0,79	0,26	1,80	0,26	15,42	0,0	6,16	0,02	12,63	0,70
0.87	2,91	0,27	10,75	0,41	2,93	0,12	1,15	0,05	2,22	0,28	14,83	0,52	5,23	0,20	12,63	0,96
0,62	3,39	0,32	13,97	0,66	3,42	0,22	1,15	0,05	2,36	0,30	16,28	0,07	5,59	0,22	12,85	0,13
0,08	2,55	0,03	9,62	0,86	2,49	0,44	0,65	0,24	1,40	0,28	12,48	0,91	3,98	0,46	9,10	0,29
0,37	4,19	0,40	12,68	0,25	4,31	0,25	1,51	0,19	2,36	0,23	14,78	0,43	4,75	0,02	13,37	0,34

§ 2. Количественная спектральная классификация стандартных и «металлических» звезд

Для уменьшения влияния случайных ошибок при определении W_λ и для повышения точности классификации мы сгруппировали наши десять «металлических» критериев в пять групп по следующему принципу.

Детальный анализ «химического состава» критериев 2—5, 7—9 и 11—12 на основе табл. 3 показал, что влияние линий элементов, имеющих дефицит в атмосферах металлических звезд (Sc, Zr, V, Ti, Mg), может быть несколько большим в критериях 3, 4, 5 и 7 по сравнению с остальными «металлическими» критериями. С целью обнаружения возможного влияния дефицита указанных элементов на спектральную классификацию металлических звезд мы образовали из «металлических» критериев группы 3+4 и 5+7 (с большим влиянием «дефицитных» элементов) и группы 2,8+9 и 11+12+13, для которых можно было ожидать меньшего влияния этих элементов.

Процедура классификации была довольно простой и сводилась к следующим операциям.

По стандартным звездам были построены редукционные графики, связывающие спектральный класс в системе МК и эквивалентные ширины намеченных критериев. Все стандартные звезды, за исключением двух (ν Per, F5 II и 20 CVn, F0 II—III), имели классы светимости III—V. Эффекты светимости в спектральном интервале A2—F5 не очень велики (за исключением водородных линий в спектрах звезд A2—A5, о чем будет сказано ниже). Поэтому по нанесенным точкам на редукционных графиках проводились плавные средние кривые, которые и использовались в дальнейшем для определения спектральных классов в с е х наших звезд по W соответствующих критериев.

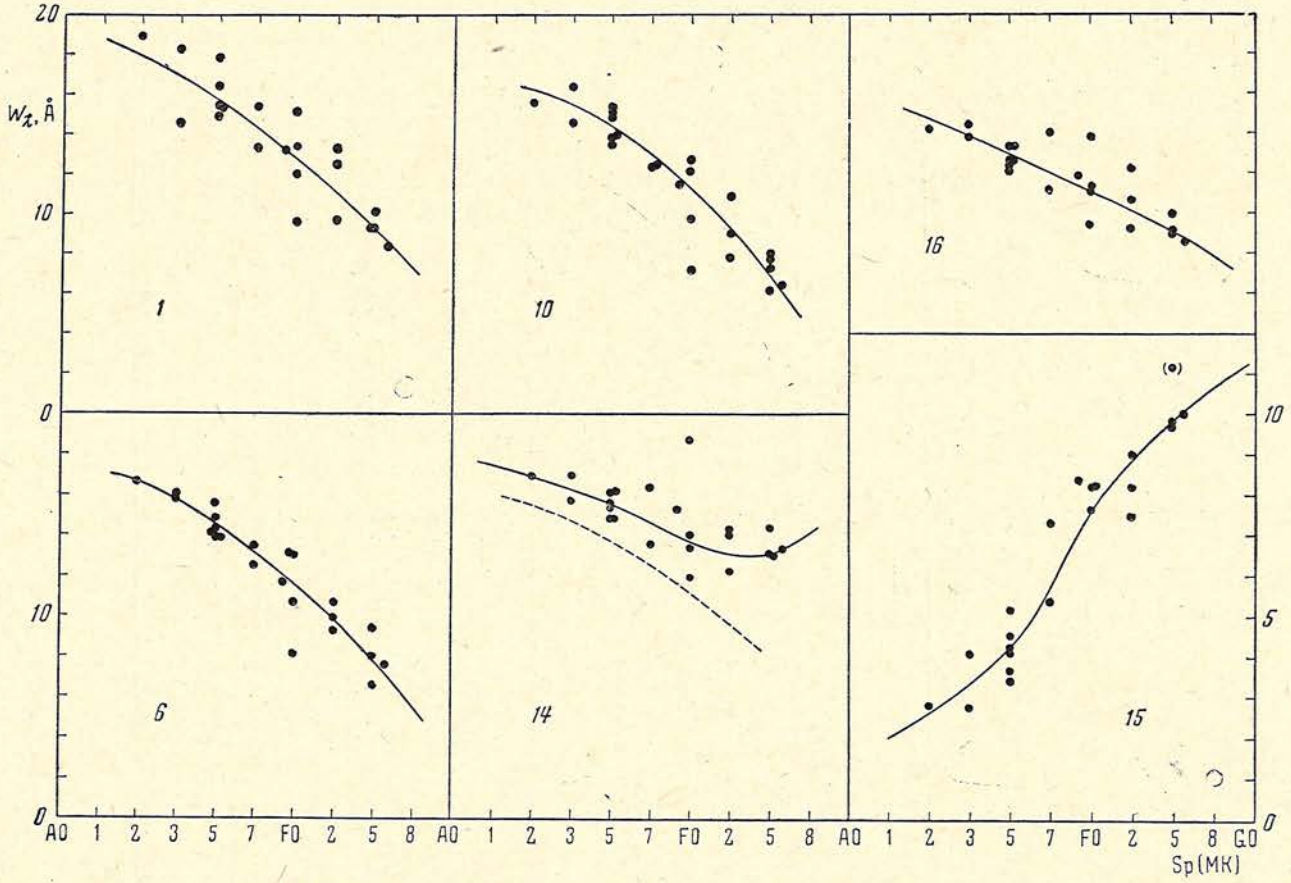
На фиг. 2 представлены редукционные графики, построенные по пяти «водородным» и «кальциевому» критериям. Здесь и всюду в дальнейшем критерии обозначаются соответствующими номерами из табл. 3. В критерии 14 (линии H_ε+H) довольно велико влияние линии H(Ca II), усиливающейся к более поздним спектральным подклассам. Вследствие этого ослабление W_λ у 14 критерия со спектром сильно замедлено, что заметно снижает и точность определения спектральных классов по этому графику. Для сравнения на этом графике нанесен штрихом средний ход изменения интенсивности критериев 10 и 16 (линии H_δ, H_ζ). Ошибки классификации по критерию 14 были в 1,5—2 раза больше ошибок по критериям 6 и 10. Также несколько повышены были ошибки классификации по критерию 1 (линия H_β). Линия H_β располагается на спаде чувствительности использованных нами фотоэмульсий, что несколько увеличивало ошибки определения W_λ для H_β по сравнению с остальными водородными линиями. Наиболее точна классификация по критериям 6 и 10 (линии H_γ и H_δ).

На фиг. 3 представлены редукционные графики для классификации по «металлическим» критериям.

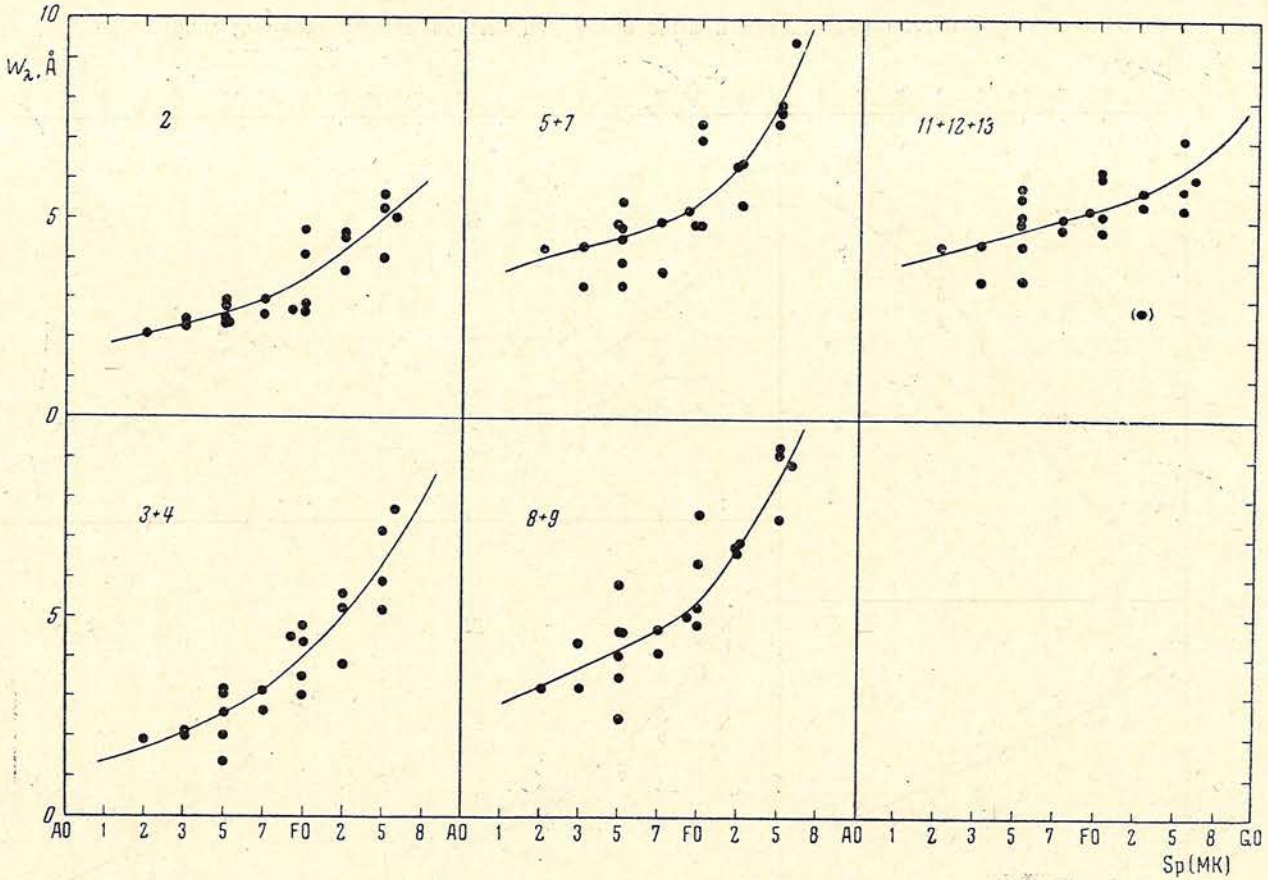
Поскольку основной целью работы являлась количественная классификация звезд и ее детальный анализ, мы сочли необходимым привести полную сводку определений спектральных классов металлических и стандартных звезд по каждому из 11 критериев (табл. 5). В верхней половине таблицы даются спектральные классы для стандартных звезд, в нижней — для металлических. Поясним кратко содержание каждого столбца:

1. Название звезды.

2—6. «Водородные» спектральные классы по пяти водородным критериям. Спектральный класс не приводится, если W_λ соответствующего



Фиг. 2. Редукционные кривые для водородных и кальциевого критериев



Фиг. 3. Редукционные кривые для металлических полос

Таблица 5

Звезда	Водород							Sp(K)	Металлы									p''	p'	d
	1	6	10	14	16	Sp(H)	ΔSp(H)	15	2	3+4	5+7	8+9	11+12+13	$Sp(M)_o$	$Sp(M)_н$	Sp(M)	$Sp(M)_{8-13}$			
β Cas	F0,2	F2,0	F2,7		F2,8	F2,2	0,6	F0,4	F2,4	F2,2	F2,0	F0,9		F2,10	F2,15	F2,12	F2,15	—0,05	—0,1	0,8
μ And	A5,3	A5,2	A3,7	A3,7	A3,7	A3,9	0,3	A3,9	A3,3	A1,6:	A1,9:	A3,8	A5,7	A1,75:	A3,95	A3,30	A5,25	0,35	—2,15	0,0
δ Cas	A5,5	A5,4	A5,7	A7,0	A5,5	A5,6	0,2	A5,3	A3,3	A5,9	A5,8	A2,6	A2,5	A5,85	A2,80	A3,60	A2,55	—2,05	0,25	0,3
α Tri	F5,3	F5,0	F5,2	(F5,4:)	F5,4	F5,2	0,1	F5,3	F5,0	F5,8	F5,6	F5,1	F2,7	F5,70	F2,9	F5,2	F2,9	—0,3	0,5	0,1
β Ari	(A2,1)	A3,1	A3,3	A3,2	A3,8	A3,35	0,2	A3,4	A7,1	A7,0	F0,0	A7,0	A7,2	A7,50	A7,10	A7,25	A7,1	1,75	2,15	—0,05
β Tri	A3,4	A5,4	A5,4	A5,2	A5,6	A5,2	0,3	A5,0	A5,0	A5,1	A7,1	A7,0	F0,0	A5,60	A7,0	A5,85	A7,5	1,3	0,4	0,2
γ Cet		A2,0	A2,9	A2,1	A2,7	A2,4	0,4	A2,3	A2,1	A2,7	A2,7	A1,9	A2,6	A2,70	A2,20	A2,40	A2,25	—0,15	0,3	0,1
16 Per	F2,7	F2,3	F2,2		F0,6	F2,2	0,3	F2,1	F2,6	F2,7	F0,9	F2,0	F0,3	F2,15	F2,00	F2,05	F0,65	—0,55	—0,05	0,1
ν Per	F2,6	F2,3	F2,6		F2,2	F2,4	0,2	F5,6	F5,3	F5,5	F2,9	F5,3	F0,7	F5,20	F2,8	F2,95	F2,5	0,1	—0,2	—1,2
υ UMa	A7,6	F0,5	F0,2	A7,4		A7,9	0,4	A7,9	F0,4	A7,9	A7,9	F2,0	F2,2	A7,90	F0,9	F0,5	F2,1	1,2	0,0	0,0
95 Leo	A1,7	A2,8	A1,7	A2,1	A2,5	A2,2	0,4	A3,8	A3,7	A3,2	A3,2	A5,3	A2,8	A3,20	A3,6	A3,45	A3,35	1,35	1,0	—1,6
20 CVn	A7,6	A7,1	A7,2			A7,3	0,2		F2,6	F0,8	F2,4	F0,7	F2,8	F2,10	F2,4	F2,3	F2,25	0,95	0,8	
80g UMa	(A2:)	A3,7	A3,2	A3,9	(A7,0)	A3,6	0,3	A5,7	A5,8	A3,0	A5,0	F0,3	F0,4	A3,50	A7,80	A5,90	F0,35	2,75	—0,1	—1,1
τ Vir	A5,6	A5,3	A5,4	A5,8	A5,4	A5,5	0,2	A3,0	A0:	A1:	B9,5:	A0:	B9,5:	(A0,3)	(B9,8)	(A0,0)	A0:	(—3,5)	(—5,0)	1,5
γ Boo	A5,2	A5,7	A7,3	(F0,1:)	F0,0	A7,05	0,6	A5,8	F0,2	A7,1	A7,2	A7,0	A7,2	A7,15	A7,5	A7,35	A7,1	0,05	0,1	0,25
γ Her	A7,7	F0,0	A7,9	A7,1	F0,0	A7,75	0,3	F0,1	F0,3	F0,6	A7,7	A7,5	A7,8	F0,15	A7,85	F0,0	A7,65	—0,1	0,4	—0,35
δ Her		A3,0	A3,9	A3,8	A3,2	A3,9	0,4	A2,2	A2,9	A3,0				A3,0	A2,9	A2,95	A2,9:	—0,6	—0,5	1,3
δ Aql	F0,5	F0,6	F0,8		F0,1	F0,5	0,2	F0,4	A5,4	A7,5	A7,1	A7,7	F5,0	A7,30	F0,00	A7,65	F0,85	0,35	—1,2	0,1
β Del	F2,9	F2,8	F2,9	F5,0	F2,9	F2,9	0,0	F5,1	F0,7	F2,2	F2,8	F2,4	F8,0	F2,50	F2,05	F2,35	F5,2	0,3	—0,4	—0,2
τ Cyg	F2,8	F2,8	F2,9		F2,7	F2,8	0,1	F0,4	A5,8	A7,0	A7,2	A7,3	A7,3	A7,10	A7,13	A7,10	A7,3	—2,5	—2,7	1,4
α Cep	A7,6	A7,5	A7,4			A7,5	0,1	A7,8	A7,1	A5,3		A3,9	A5,5	A5,30	A5,5	A5,40	A5,2	—1,3	—1,2	—0,3
π Peg	F2,9	F5,5	F5,3	F5,0	F5,1	F5,15	0,2	F2,9	F5,7	F2,7	F2,7	F5,3	F2,2	F2,70	F5,1	F2,95	F2,75	—0,4	—0,45	0,25
7 And	A5,5	A7,1	A7,5	F0,4	A7,8	A7,45	0,3	F0,0	F0,8	F0,4	F2,6	F2,5	A7,6	F2,00	F0,6	F0,75	F0,55	1,1	1,55	—0,55

Таблица 5 (окончание)

Звезда	Водород							Sp(K) 15	Металлы									p″	p′	d
	1	6	10	14	16	Sp(H)	ΔSp(H)		2	3+4	5+7	8+9	11+12+13	Sp(M)$_{o}$	Sp(M)$_{н}$	Sp(M)	Sp(M)$_{8-13}$			
28 And	A7,7	A7,7	F0,4			A7,9	0,3	A7,0	F0,1	A7,9	A7,1	A7,9	A7,4	A7,5	A7,8	A7,7	A7,65	—0,25	—0,4	0,9
HR 178	A3,0	A5,1	A5,2			A3,8	0,5	A7,2	F2,5	F2,9	F2,7	F2,5	F8,9	F2,8	F5,3	F5,1	F5,7	3,9	4,0	—1,4
47 And	A7,6	F0,1	F0,2		A7,9	A7,95	0,2	A1,8	A5,7	A5,8	A5,5	A7,4	A7,4	A5,65	A7,2	A7,0	A7,4	—0,55	—1,3	3,2
ϰ Ari	A1,0:	A3,7	A3,0	A5,7	A3,7	A3,8	0,7	A2,0	A7,3	A5,8	A7,4	A7,4	F2,2	A7,1	F0,0	A7,65	F0,3	2,5	1,3	1,8
49 Ari		A2,2	A2,3			A2,3	0,1	A2,7	A7,1	A7,3	F0,2	F0,5	F5,4	A7,75	F0,6	F0,3	F2,45	4,15	3,4	5—0,4
68 Tau	A1,5	A3,3	A3,0	A5,8	A5,6	A3,3	1,0	A1,4	(A1:)	A3,4	A2,6	A3,2		A3,0	A3,2:	A3,10	A3,2	—0,1	—0,3	1,9
ζ UMa ft	A5,2	A3,5	A3,6		A5,3	A3,9	0,3	A5,7	A2,4	A2,4	A5,6	A3,4	A2,6	A3,5	A2,8	A3,10	A3,0	—0,9	—0,4	—0,8
HR 5887		A5,0	A5,3	A3,9	A3,2	A3,85	0,3	A3,9	A5,5	F2,0	F0,9	F2,7	F8,1	F0,95	F5,4	F2,90	F5,4	3,55	3,1	0,0
ε Ser		A3,3	A3,9	A3,8	A3,3	A3,6	0,3	A1,5	A1,5:	A2,7	A7,2	A5,2	A7,8	A3,9	A7,0	A5,55	A7,0	1,4	0,3	2,1
ψ Sco	A7,1	A2,4	A1,7	A1,5	A3,4	A2,2	0,8	A2,6	A2,8	A3,1	A7,6	A3,0	F0,2	A5,35	A5,0	A5,15	A5,6	2,4	2,15	—0,4
υ Oph	A5,5	A3,7	A5,7	A5,7	A5,1	A5,35	0,4	A3,1	A5,1	A7,2	A7,7	A7,9	F0,6	A7,45	A7,5	A7,50	F0,25	1,9	1,1	1,15
ν¹ Dra	A3,5	A5,2	A5,9	A7,8	A7,4	A5,8	0,7	A3,8	A7,7	F0,1	F0,5	F2,3	F2,8	F0,3	F0,9	F0,65	F2,55	2,75	1,5	1,0
ν² Dra	A3,9	A7,2	A7,3	A7,6	A5,4	A5,9	0,6	A3,9	A7,4	A7,7	F0,2	F2,4	F5,9	A7,95	F2,2	F0,7	F5,15	3,25	1,0	1,0
HR 6611	A1,6	A1,7	A2,1	A2,4	A2,0	A2,0	0,2	A3,7	F0,2	A7,0	A7,8	F0,9	F2,3	A7,4	F0,8	F0,25	F2,1	5,1	3,4	—1,7
ζ LyrA	A5,1	A2,8	A2,9	A1,1	A1,5	A2,5	0,9	A5,4	F0,8	F0,8	F0,8	F2,0	F5,5	F0,8	F2,4	F2,15	F2,75	5,25	4,3	—1,9
111 Her			A3,3	A3,9	A3,5	A3,6	0,2	A3,1	A7,2	A7,0	A7,9	A3,7	A7,5	A7,45	A5,8	A7,1	A5,6	1,0	1,85	0,5
15 Vul	A5,2	A5,2	A5,7	A7,4	A3,9	A5,5	0,5	A5,5	A5,8	A2,8	A3,2	A7,9	A3,7	A3,0	A5,8	A5,10	A5,8	0,3	—1,5	0,0
θ Cep	A3,8	A5,2	A7,0	A5,0	A3,9	A5,2	0,3	A5,7	A5,4	A5,9	A7,0	A7,7	A5,3	A5,95	A5,8	A5,85	A7,0	0,8	0,75	—0,5
μ Aqr	A7,1	A7,6	A7,9	A5,8	A7,1	A7,4	0,3	A5,4	F0,5	F2,6	F0,7	F5,4	F8,1	F2,15	F5,0	F2,65	F5,75	3,35	0,55	1,0
γ Cap	F0,2	F0,5	A7,9	A7,3	A5,8	A7,65	0,7	A7,6	F5,0	F5,4	A7,9	F0,7	F8,4	F2,15	F5,0	F2,65	F5,05	2,4	1,50	0,0
44 Cap	A7,9	A7,6	A7,4	A5,2	A7,6	A7,6	0,2	F0,0	A5,5	A5,5	A7,8	A5,2	F2,6	A7,15	A7,4	A7,30	A7,9	0,3	—0,45	—0,4
45 Cap	A3,9	A3,9	A5,4	A5,9	A5,4	A5,15	0,2	A7,2	A7,0	A7,2	F0,8	A7,4	F2,0	F0,0	A7,8	A7,90	F0,2	2,05	1,85	—1,0
δ Cap	A7,9	F0,5	F0,3	A3,0	A5,4	A7,6	0,7	A5,7	A3,0	A3,8	A1:	F0,6	F5,1	A3,8	A7,9	A7,00	F2,35	1,75	—1,8	0,9
HR 8410	A2,9	A5,6	A5,3		A5,1	A3,8	0,7	A5,9	A7,6	A7,8	A7,3	F2,3	F5,9	A7,55	F2,3	F0,0	F5,1	3,3	1,75	—1,1
ξ² Cep	F0,1	F2,2	F0,8	A7,0	F2,9	F2,0	0,6	A3,8	A7,9	F0,1	A2,5	A5,9	A3,5	A5,3	A5,75	A5,55	A5,2	—2,8	—2,7	3,2
14 Psc	A7,6	A7,6	A7,2		(A3,7)	A7,3	0,3	A5,4	F8,0	F2,7	A7,8	F5,1	F8,8	F0,75	F8,0	A5,1	F5,95	3,65	1,45	0,9

критерия выходит за пределы W_λ, охватываемые редукционной кривой на графиках фиг. 2. Мы приняли здесь и всюду в дальнейшем, что в интервале A0—G0 существуют спектральные подклассы A0, A1, A2, A3, A5, A7, F0, F2, F5, F8, G0, поскольку в этом случае температурная шкала оказывается равномерной. Мы считали в соответствии с этим, что, к примеру, после A3,0; A3,1;...; A3,8; A3,9 следует A5,0; A5,1 и т. д.

7. Средний «водородный» класс — Sp(H).

8. Средняя ошибка одного определения «водородного» спектрального класса.

9. Спектральный класс по кальцию — Sp(K).

10—14. Спектральные классы по «металлическим» критериям.

15. Средний спектральный класс по критериям 3+4 и 5+7 — $Sp(M)_0$. В этих критериях более многочисленны линии «дефицитных» элементов.

16. Средний спектральный класс по критериям 2,8+9 и 11+12+ +13 — $Sp(M)_н$. В этих критериях следует ожидать меньшего влияния «дефицитных» элементов.

17. Средний по всем «металлическим» критериям спектральный класс — Sp(M).

18. Средний «металлический» класс по критериям 8+9 и 11+12+ +13 — $Sp(M)_{8-13}$.

19. Степень металличности $p'' = Sp(M)_{8-13} - Sp(H)$.

20. Степень металличности $p' = Sp(M)_0 - Sp(H)$.

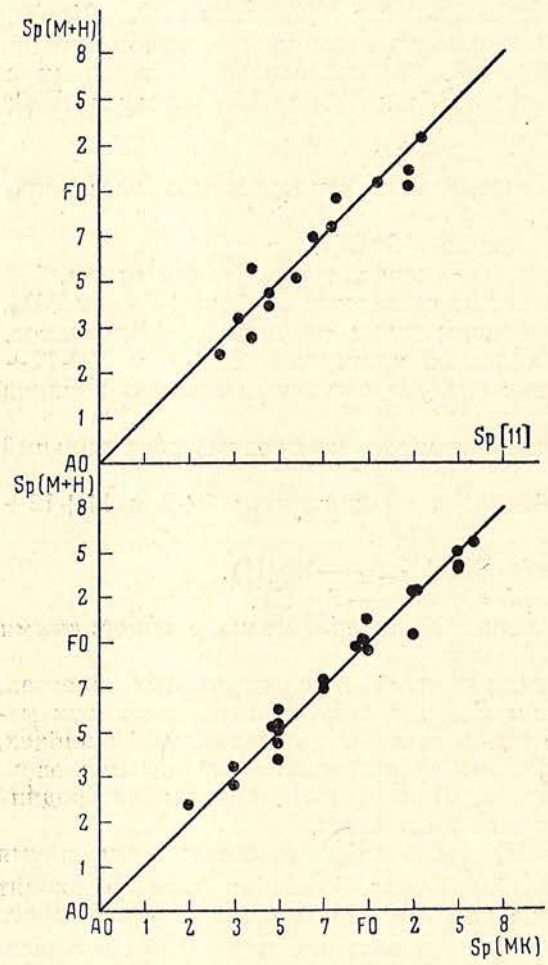
21. Степень ослабленности линии K по сравнению с водородными линиями, $d = Sp(H) - Sp(K)$.

Для суждения о реальности различий в спектральных классах, находимых по разным критериям как для стандартных, так и для металлических звезд, мы должны иметь ясное представление об ошибках, вносимых в классификацию за счет: а) неточности определения эквивалентных ширин наших критериев, б) неточности проведения средних редукционных кривых и в) эффекта светимости.

Ошибки в определении Sp(H) были найдены следующими двумя способами. В приводимые в столбце 8 табл. 5 ошибки $\Delta Sp(H)_i$ входят только ошибки а) и б). Отсюда следует, что средняя ошибка одного определения $Sp(H)_i$ составляет для нормальных звезд 0,28 спектрального подкласса, для металлических — 0,46 и в среднем по всем звездам 0,38 подкласса. Эта же ошибка, находимая по W_λ водородных линий и наклону редукционных кривых на фиг. 2, должна быть равной для обоих типов звезд, поскольку ΔW_λ для водородных линий у стандартных и металлических звезд одинаковы. Ошибка эта равна в среднем 0,42 подкласса. Можно подозревать, что и в водородных линиях (точнее, в «водородных» критериях) в спектрах металлических звезд может проявляться каким-то образом эффект металличности, увеличивающий уклонения в определяемых $Sp(H)_i$ от среднего Sp(H). Это предположение мы обсудим несколько ниже и покажем, что дело обстоит именно таким образом.

Тогда ошибку в $Sp(H)_i$ за счет ошибок в W_λ и в проведении редукционных кривых следует брать по нормальным звездам. Она равна, как мы получили выше, 0,28 спектрального подкласса. Поскольку для каждой звезды мы имеем от трех до пяти отдельных определений $Sp(H)_i$, то средняя ошибка в Sp(H) будет соответственно ниже и будет составлять около 0,15 спектрального подкласса. Во всех дальнейших рассуждениях мы принимаем ее равной 0,2 подкласса. Средняя ошибка в Sp(K), найденная по ΔW_λ для линии K (критерий 15) и наклону соответствующей редукционной кривой на фиг. 2, составляет 0,2 под-

класса. Средняя ошибка одного определения $Sp(M)_i$, найденная подобным же образом, несколько различается для разных критериев и заключена в пределах от 0,3 до 0,6 подкласса и составляет в среднем 0,45 подкласса.



Фиг. 4. Сравнение спектральных классов в нашей системе с МК и [11]

Другой путь оценки реальных ошибок определения Sp — это сравнение полученной системы классификации с другими системами для стандартных («нормальных») звезд.

На фиг. 4 приведено такое сравнение средних спектральных классов для нормальных звезд из табл. 5 со Sp этих же звезд в количественной системе [11] (вверху) и в качественной системе МК (внизу).

Учитывая ошибки определения спектральных классов в системе [11] (в среднем для этих звезд ±0,18 подкласса) и в системе МК (в среднем ±0,3 подкласса), мы можем убедиться, что полученные нами ошибки спектральных классов, определенных в данной системе, близки к действительным и наши оценки этих ошибок отнюдь не являются заниженными.

Принимаем окончательно следующие средние ошибки определения спектральных классов: ошибка среднего «водородного» спектрального класса ±0,2, ошибка «кальциевого» спектрального класса ±0,2 и ошибки в каждом из «металлических» спектральных классов принимаем равными ±0,45 подкласса.

§ 3. Исследование эффекта светимости

Для того чтобы иметь уверенность в том, что наши определения спектральных классов по различным критериям достаточно свободны от эффектов светимости, мы оценили возможное влияние светимости на «водородные» спектральные классы и на интенсивности металлических линий (критериев).

1. Эффект светимости в водородных линиях в спектрах звезд A оказывается существенным для звезд не позднее A5 и обычно используется для определения абсолютных величин звезд ранних подразделений A по W_λ линий водорода. Но уже для звезд A7 и более поздних интенсивность водородных линий не является надежным количественным критерием светимости, для звезд же позже F2—F5 эффект свети-

мости в W_λ водородных линий полностью исчезает (см. по этому вопросу [11]).

Поэтому мы оценили влияние светимости на наши определения Sp(H) лишь для нормальных звезд A2—A5.

Эффект светимости при нашей классификации будет проявляться в том, что разброс точек около средних редукционных кривых на фиг. 2 возникает не только за счет случайных ошибок в W_λ и ошибок в исходных спектральных классах, но и за счет систематических уклонений, связанных с существованием зависимости W_λ не только от спектрального класса, но и от абсолютной величины звезды.

Исследование этого эффекта по стандартным звездам A2—A5 из табл. 2, имеющим определения $M_{v(\text{триг})}$, показало, что поправки ΔSp(H) за счет него не могут превосходить для отдельных звезд ±0,5 спектрального подкласса, поскольку уклонения $M_{v(\text{триг})}$ от $\overline{M}_v$ для данного спектрального класса не превосходят $\pm 1^m,0$. Средние поправки ΔSp(H) для учета этого эффекта должны быть порядка ±0,25 спектрального подкласса для звезд A2—A5 и существенно меньше для звезд более поздних подразделений класса A.

Для металлических звезд, «водородные» спектральные классы которых заключены в пределах A2—A5, дисперсия в $M_{v(\text{триг})}$ по крайней мере вдвое меньше, чем для нормальных звезд (см. в связи с этим сводку наиболее надежных $M_{v(\text{триг})}$ для металлических звезд в [3] или [7]). Поэтому поправки ΔSp(H) за счет эффекта светимости для этих звезд будут составлять в среднем не более ±0,15 подкласса, т. е. не будут превосходить ошибок определения Sp(H).

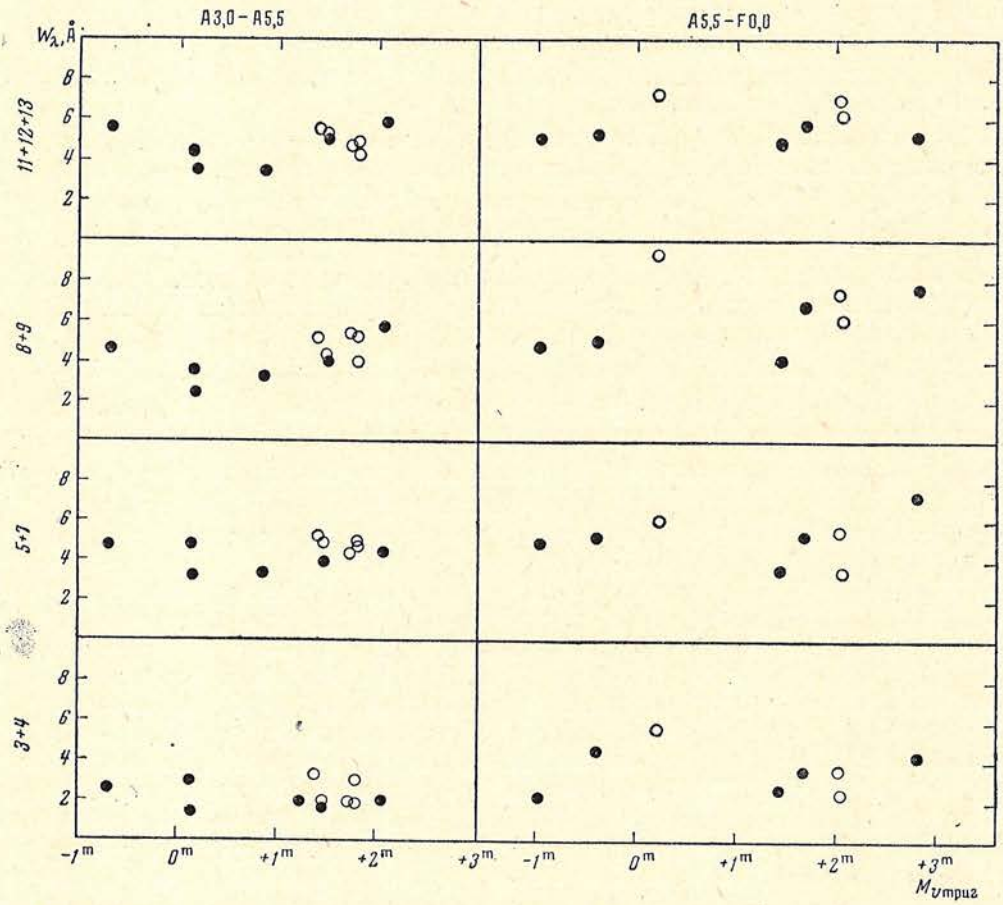
Поскольку средние редукционные кривые на фиг. 2 проводились по нормальным звездам «средней светимости» для данного спектрального подкласса, то поправки ΔSp(H) для всех звезд A2—A5 в среднем не будут носить систематического характера, а будут вводить некоторую дополнительную дисперсию во все зависимости, для которых будут использоваться Sp(H). Учитывая это обстоятельство, а также малость поправок ΔSp(H) даже для звезд A2—A5, мы не вводили их в найденные нами Sp(H) ни для нормальных, ни для металлических звезд.

2. Возможное проявление эффекта светимости в W_λ металлических линий (критериев) и, следовательно, в Sp(M) мы проанализировали следующим путем.

Для уменьшения температурного эффекта в W_λ линий металлов при этом анализе мы рассмотрели две группы звезд (как металлических, так и стандартных), попадающих, согласно их Sp(H), в два узких интервала спектральных классов (два «разреза»).

В первом интервале (A3,0—A5,5) оказалось 11 звезд, во втором (A5,5—F0,0)—8 звезд. Для звезд в этих интервалах мы построили зависимость W_λ каждого из наших «металлических» критериев от $M_{v(\text{триг})}$ (фиг. 5). На этом рисунке (как и всюду в дальнейшем) нормальные звезды обозначены темными кружками, металлические — светлыми. Из рассмотрения фиг. 5 делаем вывод: *эффект светимости не проявляется в эквивалентных ширинах избранных нами спектральных полос, состоящих из металлических линий.* Для проверки этого вывода мы отождествили по нашим регистрограммам 11 наиболее интенсивных линий в критериях 8 и 9 и для звезд в подобных же узких интервалах спектральных классов построили зависимости центральных глубин этих линий (иногда бленд) от $M_{v(\text{триг})}$. Эффект светимости не обнаруживается и в этом случае. Полученаый вывод важен в двух отношениях.

Во-первых, он показывает, что различия в интенсивностях металлических линий при данной интенсивности линий водорода, т. е. при данном «водородном» спектральном классе, обусловлены не различиями в светимостях звезд, а являются следствием естественной дисперсии или аномалий в спектральных характеристиках звезд, а следовательно, и в физических условиях или химическом составе звездных атмосфер.



Фиг. 5. Зависимость эквивалентных ширин полос от $M_{v\,триг}$ для спектрального интервала A3,0—A5,5 (слева) и для интервала A5,5 — F0,0 (справа)

Во-вторых, этим выводом опровергается сделанное К. и М. Яшеками [6] заключение о том, что у металлических звезд степень металличности p растет со светимостью. В самом деле, степень металличности, как она обычно понимается, есть степень усиления металлических линий в спектре звезды по отношению к водородным. Отсутствие корреляции между W_λ металлических линий и светимостью при данном водородном спектральном классе (см. фиг. 5) означает в то же время и отсутствие связи между степенью металличности и светимостью звезды.

§ 4. Степень металличности

Материал, представленный в табл. 4 и 5, дает нам возможность всесторонне исследовать интересную особенность спектра металлических звезд — степень металличности — и уточнить тот смысл, который мы должны вкладывать в это понятие.

Прежде чем приступить к этому, мы должны решить, какую разновидность спектрального класса считать для данной звезды за основную, то есть за определяющую физические условия и структуру звездной атмосферы. Имея в виду, что водород является преобладающим элементом в атмосферах звезд и что именно им, из-за его исключительно высокого обилия, определяется непрозрачность и структура атмосферы, мы приняли, что основным спектральным классом как для нормальных, так и для металлических звезд, является средний «водородный» класс — Sp(H). Как мы увидим в дальнейшем, этот выбор является единственно правильным и подтверждается целым рядом достаточно убедительных свидетельств. В спектральных классах, определяемых по линиям металлов, обнаруживается большая неоднозначность, сразу же заставляющая усомниться в целесообразности использования этих спектральных классов в качестве некоей фундаментальной характеристики звезды.

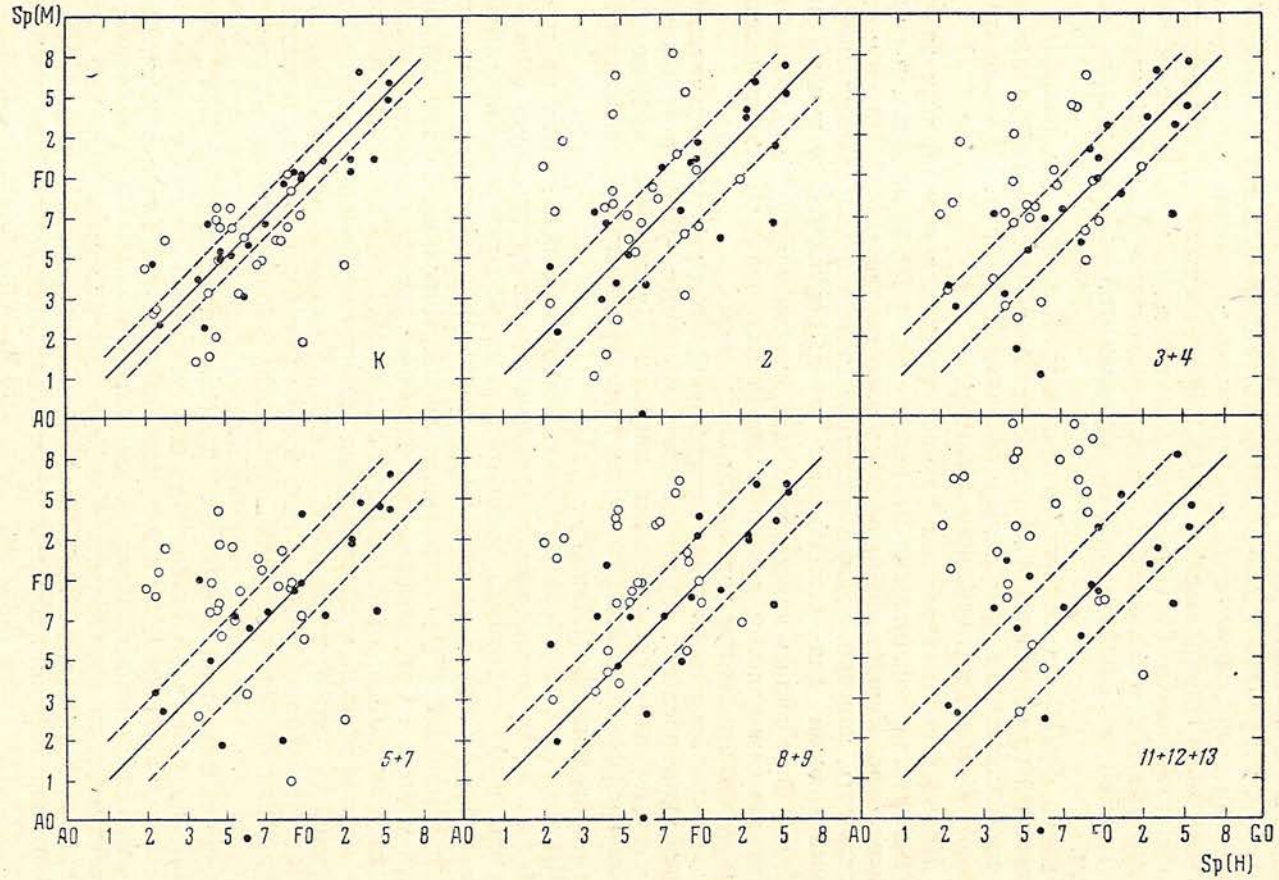
Приняв Sp(H) за основной спектральный класс, мы сравнили с ним каждый из остальных шести спектральных классов, найденных по пяти «металлическим» критериям и по линии K (фиг. 6). Изучение этих графиков приводит к следующим выводам.

1. На всех шести графиках разброс точек для стандартных звезд (темные кружки) значительно меньше, чем для металлических, и симметричен относительно линии однозначного соответствия. Эта симметричность есть, конечно, прямое следствие методики определения спектральных классов для стандартных звезд: редукционные кривые на фиг. 2 и 3 проводились как средние зависимости между W_λ критериев и спектральным классом для этих же самых звезд. Симметричность означает, что эти звезды нормальны «в среднем».

Однако разброс точек и для стандартных звезд довольно значителен и превосходит пределы, определяемые удвоенными средними ошибками в соответствующих спектральных классах. Пунктирные прямые на каждом графике соответствуют удвоенным средним суммарным ошибкам в определении Sp(H) и Sp_i.

Имеется ряд «стандартных» звезд, которые располагаются на графиках фиг. 6 далеко за этими пределами. Это свидетельствует о наличии и среди «стандартных» звезд отдельных экземпляров, спектральные аномалии которых достаточно велики и превосходят обычные ошибки измерений W_λ спектральных линий. К таким звездам можно отнести τ Vir и τ Cyg, которые особенно выделяются слабостью своих металлических линий, а также звезды δ Cas, δ Aql и α Cep с относительно менее ослабленными металлическими линиями. Такие аномалии в интенсивностях линий металлов в спектрах этих звезд противоположны тем, которые наблюдаются обычно в металлических звездах и характеризуют как бы «антиметалличность» этих якобы нормальных звезд. Можно назвать некоторые «нормальные» звезды, у которых явно усилены линии металлов. Это 95 Leo, β Ari и, возможно, 80g UMa. Это усиление по своему характеру подобно усилению линий у металлических звезд в среднем, хотя и в меньшей степени. Такие звезды, повидимому, следует рассматривать как слабо выраженные металлические звезды. Среди «нормальных» звезд не должно быть значительного усиления металлических линий по отношению к средней интенсивности, подобно значительному относительному ослаблению линий в спектрах τ Vir и τ Cyg, так как такие звезды заведомо будут классифицированы как металлические.

2. «Кальциевый» спектральный класс у металлических звезд соответствует в среднем спектральному классу по водороду, хотя разброс значений Sp(K) для соответствующего значения Sp(H) явно больше,



Фиг. 6. Сравнение спектральных классов, определяемых по различным «металлическим» критериям, с «водородным» спектральным классом

чем у нормальных звезд, и безусловно превосходит суммарные ошибки определения Sp(K) и Sp(H). Особенно ослаблены линии K у металлических звезд ξ^2 Cep и 47 And. Впрочем, как мы можем видеть, звезда ξ^2 Cep аномальна во многих других отношениях и по всем признакам является на самом деле ярко выраженной «антиметаллической» звездой, подобной τ Cyg и τ Vir.

Большой разброс точек для металлических звезд свидетельствует о том, что интенсивность линии K в спектрах металлических звезд подвержена бо́льшим колебаниям, чем у нормальных звезд (сильнее проявляется кальциевая аномалия).

3. Наиболее поразительные результаты обнаруживаются у металлических звезд при сравнении «металлических» спектральных классов с «водородными».

Здесь необходимо отметить три момента.

Во-первых, по всем пяти «металлическим» критериям спектральный класс у металлических звезд оказывается в среднем существенно более поздним, чем «водородный»: во всех критериях выявляется металличность.

Во-вторых, дисперсия в «металлических» спектральных классах (при данном «водородном» классе) у металлических звезд примерно вдвое больше, чем у нормальных; пределы изменения степени металличности у металлических звезд примерно вдвое шире, чем у нормальных.

В-третьих, и что, пожалуй, является наиболее интересным, степень металличности у металлических звезд, найденная по различным критериям, увеличивается в среднем при переходе к критериям с более высокими номерами, т. е. *степень металличности явным образом зависит от того, к какому участку спектра относится данный критерий, и увеличивается с уменьшением длины волны.*

Эти интересные качественные выводы о некоторых особенностях явления металличности у металлических звезд мы проанализировали следующим количественным способом.

Для каждого «металлического» критерия на фиг. 6 мы определили две величины, характеризующие степень разброса и степень систематического смещения точек у металлических звезд по сравнению с нормальными при фиксированном Sp(H).

Величина $\alpha = \frac{\Sigma|\delta Sp(M)_m|}{\Sigma|\delta Sp(M)_n|}$ характеризует отношение величин разброса отдельных значений $Sp(M)_i$ для каждой звезды по данному критерию около среднего Sp(M) при некотором данном Sp(H) для металлических (m) и нормальных (n) звезд.

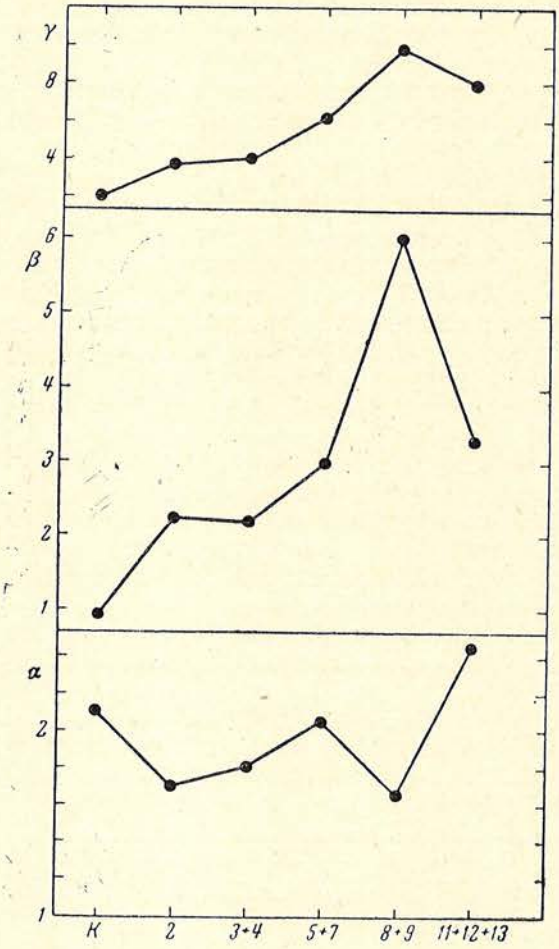
Величина $\beta = \frac{\Sigma\Delta\, Sp(M)_m}{\Sigma\Delta\, Sp\,(M)_n}$ характеризует по каждому критерию степень систематического смещения $Sp(M)_i$ для металлических звезд по отношению к средней линии [Sp(M), Sp(H)] для нормальных звезд.

Первая величина характеризует как бы «степень пекулярности» поведения W_λ соответствующего критерия у металлических звезд по отношению к нормальным, вторая — «степень металличности» каждого критерия всех металлических звезд в среднем. Эти две величины представлены на фиг. 7 в зависимости от номера критерия. В верхней части рисунка приведено произведение $\gamma = \alpha \cdot \beta$. Последнее число наиболее полно характеризует эффективность каждого «металлического» критерия для выявления степени металличности звезд.

Следующие заключения являются результатом совместного анализа фиг. 6 и 7.

1. *Не существует резких различий между нормальными и металлическими звездами*, так как на всех шести графиках фиг. 6 точки, относя-

щиеся к нормальным и металлическим звездам, частично или полностью перемешаны. Отсюда мы заключаем, что выявленные к настоящему времени металлические звезды не есть резко обособленная от нормальных «замкнутая» группа звезд со специфическими свойствами. Звезды в области спектральных классов A и F характеризуются различной степенью пекулярности своего металлического спектра по отношению к некоторому среднему, наиболее часто встречающемуся. К «типу» металлических звезд мы просто относим те звезды, у которых эта пекулярность настолько явно выражена, что легко обнаруживается даже при грубой качественной классификации звездных спектров. Эта условность и неопределенность процедуры выделения металлических звезд из нормальных хорошо иллюстрируется тем обстоятельством, что при наличии более точной классификации звезд в этом спектральном интервале спектры многих звезд, отнесенных ранее к «типу» металлических, оказываются на самом деле совершенно нормальными, а в некоторых случаях (ξ^2 Cep и 47 And) даже «антиметаллическими».



Фиг. 7. «Степень металличности» различных критериев

2. Совпадение системы «кальциевых» классов в среднем для металлических звезд с «водородными» подтверждается количественно тем обстоятельством, что величина β по критерию K для металлических звезд равна единице (см. фиг. 7). Отсюда следует, что линия K (Ca II) ни в коей мере не может быть использована в качестве критерия *«металличности»*, так как ее интенсивность как у нормальных, так и у металлических звезд в среднем нормальна для соответствующего «водородного» класса.

3. Тот факт, что степень металличности, понимаемая как $Sp(M)_i$ — Sp(H), существенным образом зависит от выбора «металлического» критерия и меняется в очень больших пределах при переходе от критерия к критерию в спектре каждой данной звезды, означает следующее. Во-первых, система «металлических» спектральных классов в той или иной классификации будет зависеть от того, какой критерий при этом используется (и системы Sp(M) у разных авторов могут систематически отличаться). Во-вторых, мы получаем возможность классифицировать звезды A и F по степени металличности не в среднем по металлическим линиям, а по наиболее чувствительным к этому эффекту

«металлическим» полосам, каковыми в нашем случае являются критерии 5+7 и особенно 8+9 и 11+12+13.

Отметим в связи с этим, что, к примеру, для звезд со Sp(H) ≈ A7,5 интенсивность (W_λ) полосы 11+12+13 (при ширине около 90 Å) меняется от 4,8 до 8,2 Å, W_λ полосы 8+9 — от 4,1 до 9,3 Å и т. д. Нетрудно получить отсюда, что в случае классификации этих звезд методом относительной фотоэлектрической узкополосной фотометрии с ошибками порядка 0,5—0,7% можно достаточно уверенно делить звезды по степени металличности уже на несколько категорий, а не только на нормальные и металлические.

Оценим влияние степени металличности на дисперсию спектральных классов, определяемых для каждой звезды по различным линиям водорода. Здесь надо учесть два обстоятельства:

1) при нашей методике обработки спектрограмм в W_λ водородных «линий» включаются W_λ всех металлических линий, попадающих в пределы этой «линии»;

2) вследствие роста степени металличности с уменьшением длины волны вклад линий металлов в интенсивность водородных «линий» будет относительно бо́льшим в коротковолновой части спектра.

У звезды с высокой степенью металличности Sp(H) будет за счет увеличения W_λ несколько более ранним, чем, скажем, по H_β, H . Все это должно увеличить ΔSp(H) в определении Sp(H) у металлических звезд, причем ΔSp(H) должно коррелировать со степенью металличности звезды.

Этот эффект был исследован по данным табл. 5 и полностью подтвердился. Для металлических звезд среднее значение Sp(H_γ)—Sp(H) меняется от — 0,2 до +0,8 подкласса при изменении степени металличности от 0 до 4,0. Подсчеты показывают, что бо́льшее значение ΔSp(H) для металлических звезд (§ 2) полностью обусловлено эффектом металличности.

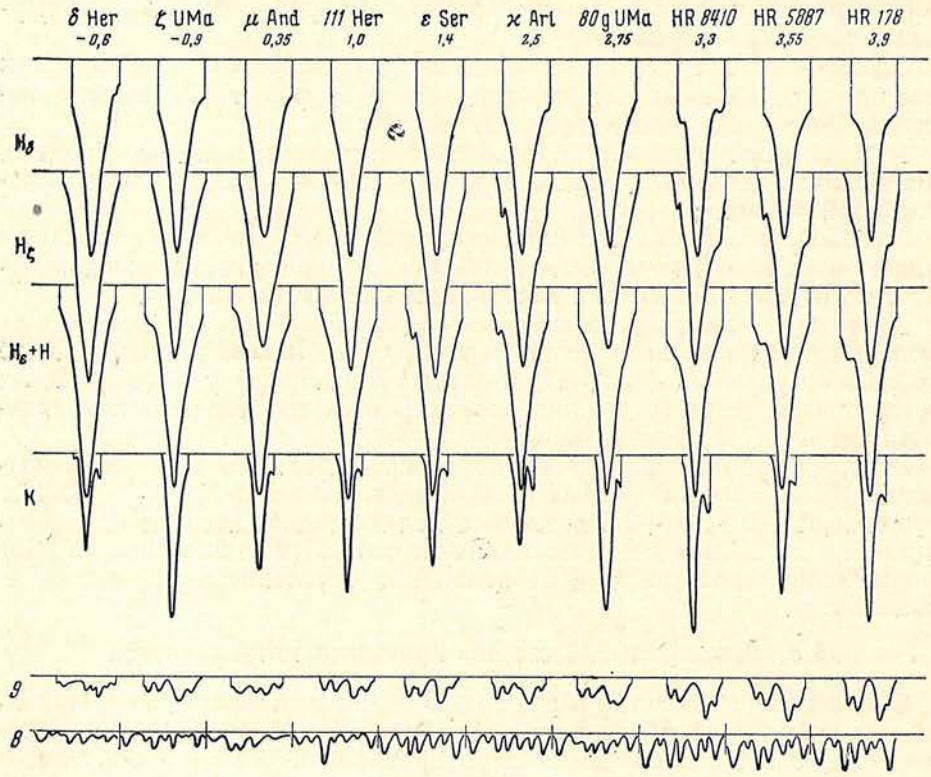
§ 5. «Спектральный состав» критериев металличности

Обнаружение замечательного свойства металлических звезд — зависимости степени металличности от длины волны используемого критерия — заставило нас более детально проанализировать «спектральный состав» этих критериев и в первую очередь наиболее чувствительного критерия 8+9.

На фиг. 8 и 9 для двух узких интервалов «водородных» спектральных классов A3,4—A5,0 и A7,2—A7,7 соответственно представлены для каждой звезды средние из четырех наложенных одна на другую несглаженных записей контуров избранных спектральных полос (критериев) — H_δ, H_ζ, H_ε +H, K, 8 и 9. Всего для этой цели использовано десять звезд в первом и семь звезд во втором интервале спектральных классов. На каждом из рисунков звезды расположены по степени металличности $p'' = \mathrm{Sp}(M)_{8-13}$—Sp(H) (столбец 19 табл. 5). Соответствующее значение степени металличности указано под названием каждой звезды. Оба графика демонстрируют — при постоянстве интенсивностей водородных линий — заметную дисперсию в интенсивностях линии K, не зависящую от степени металличности, и устойчивый рост W_λ и глубин отдельных линий в критериях 8 и 9 со степенью металличности.

По одной из звезд на фиг. 9 (μ Aqr) было проведено отождествление наиболее сильных спектральных линий в полосах 8 и 9. Всего отождествлено 11 линий. Это линии Fe I (6 линий) и по одной линии Fe II, Ti II, Cr II, Sr II и V II. Не менее половины вклада в W_λ полос 8 и 9 привносят линии Fe I. По записям спектров (на фиг. 8 и 9) были оценены глубины R_0 этих линий в спектре каждой звезды. Зависимости глубин

этих линий от степени металличности p даются на фиг. 10. Фиг. 10 наглядно демонстрирует зависимость глубин и соответственно (при примерно равной ширине $\Delta\lambda$) эквивалентных ширин линий различных металлов от степени металличности. Учитывая большой относительный вклад линий Fe I в W критериев 8 и 9, можно сказать, что и эти линии в значительной степени ответственны за явление металличности в спектрах этих звезд.



Фиг. 8. Контуры линий H_δ, H_ζ, $H_\varepsilon + H$, K и полос 9 и 8 для звезд в интервале «водородных» спектральных классов A3,4—A5,0

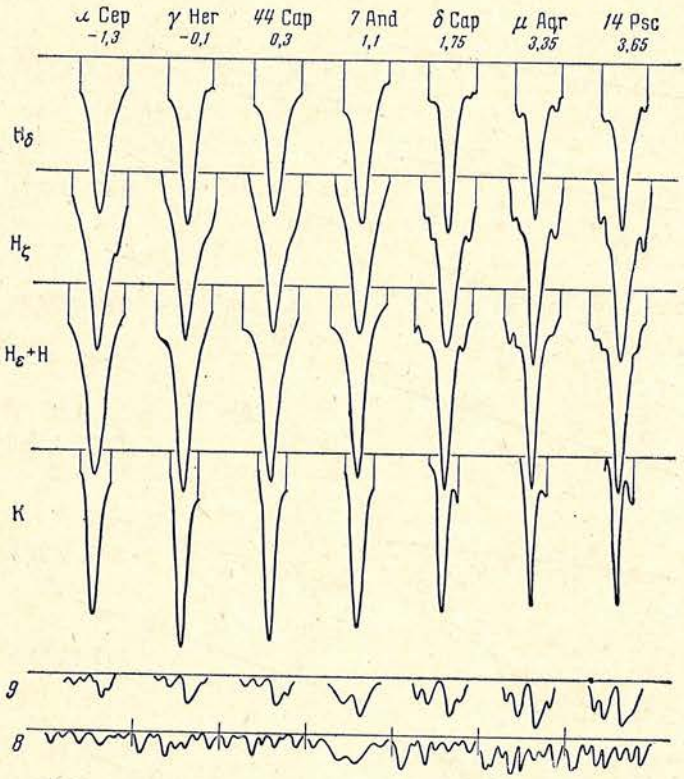
Этот вывод оказался для нас довольно неожиданным, поскольку во всех предыдущих многочисленных работах по спектрам металлических звезд систематически подчеркивалось (и анализ химического состава атмосфер это подтверждает [4, 7]), что интенсивности линий и относительное обилие Fe для этих звезд является вполне нормальным, а аномальные интенсивности и дефицит в обилии показывают элементы Ca, Sc, Zr, Mg и отчасти Ti и V.

Для подтверждения (и возможного обобщения этого вывода на другие критерии), а также для устранения возможных неопределенностей, могущих быть связанными со сравнительно низкой дисперсией наших спектрограмм, мы использовали для более детального анализа спектрального состава всех избранных металлических критериев спектроскопический материал, полученный для ряда нормальных и металлических звезд с высокой дисперсией [4, 12].

По приведенным в этих двух работах эквивалентным ширинам линий различных элементов мы подсчитали для пяти звезд (одной металлической, одной антиметаллической и трех стандартных) относительный

вклад каждого элемента в эквивалентные ширины спектральных полос, взятых нами в качестве «металлических» критериев.

Результаты этих подсчетов представлены графически на рис. 11. Здесь по оси ординат отложен вклад атомов Fe I, Fe II, Ti I и Ti II в W_λ каждого критерия для пяти звезд, выраженный в процентах. Подсчитан суммарный вклад всех наиболее богатых линиями нейтральных элементов и ионов (обозначения *I* и *II*) и относительный вклад всех прочих элементов. Из этих звезд τ UMa и ξ^2 Cep соответственно металлическая и «антиметаллическая», остальные — нормальные.



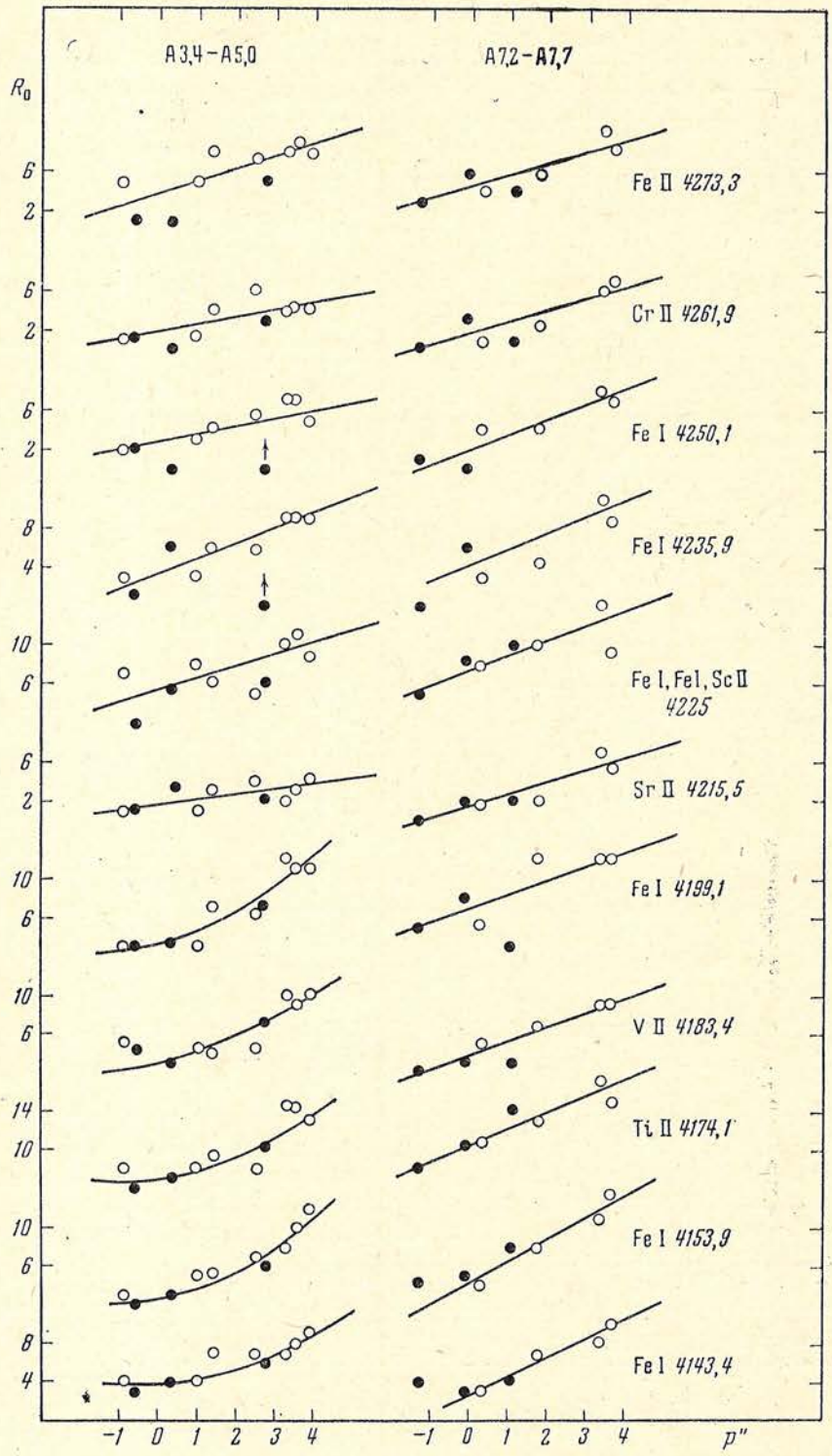
Фиг. 9. Контуры линий H_δ, H_ζ, $H_\varepsilon + H$, K и полос 9 и 8 для звезд в интервале «водородных» спектральных классов A7,2—A7,7

В фиг. 11 мы находим полное подтверждение нашему выводу о том, что в интенсивность критериев 8+9, приводящих к наибольшей степени металличности, основной вклад, до 60%, вносят линии Fe I.

Кроме того, обнаруживается присущая как металлическим так и нормальным звездам замечательная особенность распределения линий ионизованных и нейтральных атомов вдоль спектра.

При продвижении вдоль спектра *с уменьшением длины волны* (с возрастанием номера «металлического» критерия) *относительный вклад ионизованных элементов в общую интенсивность полос* (критериев) *быстро уменьшается от 60%* в критерии 2 практически *до 0* в критериях 8+9 и 11+12+13, *а вклад нейтральных элементов соответственно возрастает,* причем из нейтральных элементов наибольший вклад вносит Fe I.

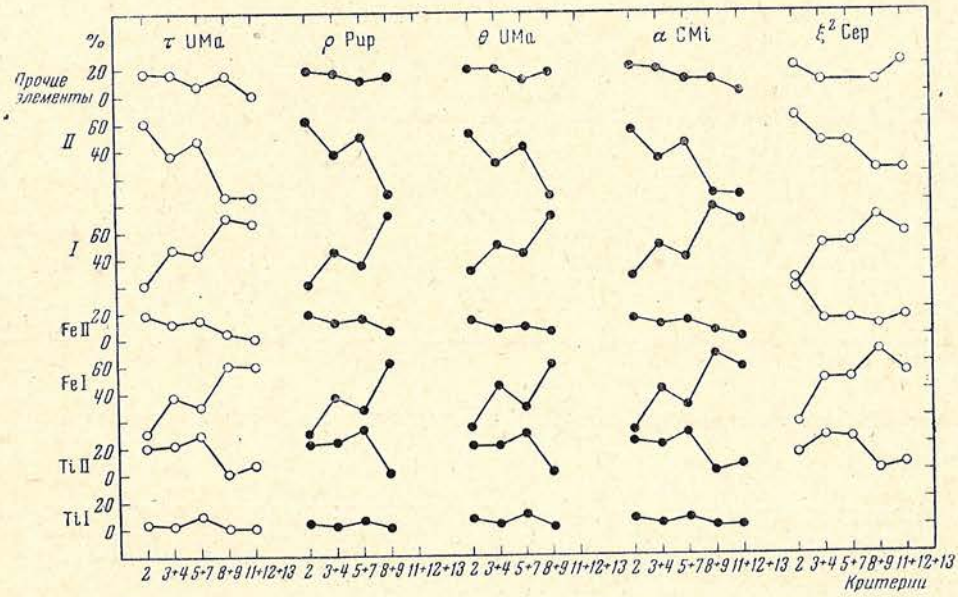
Мы видели выше (см. фиг. 6 и 7), что степень металличности оказывается наибольшей в случае применения критериев 8+9 и 11+12+13. У этих критериев наибольший вклад в W_λ (до 70%) вносят нейтральные



Фиг. 10. Зависимость центральных интенсивностей некоторых линий в критериях 8 и 9 от «степени металличности» для звезд A3,4—A5,0 (слева) и A7,2—A7,7 (справа). R_0 выражены в сотых долях интенсивности непрерывного спектра

элементы и в первую очередь Fe I. Отсюда напрашивается вывод, что эффектам «металличности» и «пекулярности» в металлических спектрах звезд A и F (эффектам, количественно описываемым для всей совокупности звезд величинами β и α) в равной мере подвержены и линии таких «нормальных» элементов, как Fe I.

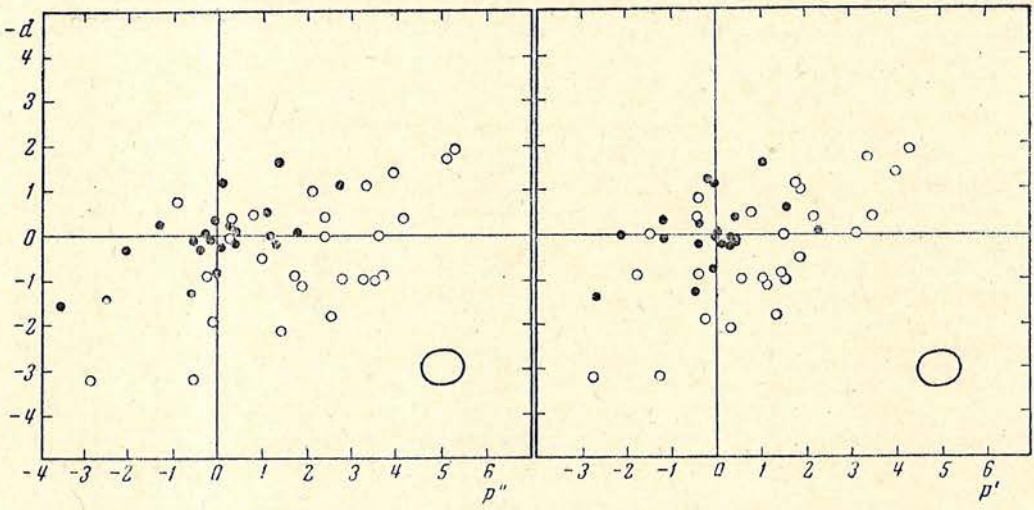
Поскольку относительный вклад какого-либо элемента в тот или иной критерий практически не меняется при переходе от металлических звезд к нормальным и «антиметаллическим» (см. фиг. 11), то мы заключаем отсюда, что для данного «водородного» класса изменение степени металличности не сопровождается изменением спектрального состава критерия (возрастает или убывает интенсивность всего критерия в целом).



Фиг. 11. Вклад различных атомов и ионов в эквивалентные ширины полос

Таким образом, результаты, полученные в этом и предыдущих параграфах, позволяют нам сформулировать следующее утверждение. *Для полного описания изменений спектральных характеристик звезд в области спектральных классов* A2—F2 (по водороду) *недостаточно привлечения двух обычных параметров — температуры и ускорения силы тяжести в атмосфере звезды. Необходимо ввести третий параметр, условно называемый степенью металличности. Этот параметр характеризует величину естественной дисперсии в интенсивностях металлических линий при переходе от звезды к звезде при фиксированных температуре и ускорении силы тяжести* или при фиксированных Sp(H) и M_v. Другими словами это есть не зависящая от T и g степень уклонения интенсивности той или иной металлической линии (или полосы) в спектре звезды от средней интенсивности линии для звезд в данном месте диаграммы спектр — светимость. При таком обобщенном понимании термина «степень металличности», включающем в себя также и «степень пекулярности», описываемую параметром α (§ 4), под этот термин можно подвести и неустойчивое поведение интенсивности линии K. При данном Sp(H) и, вообще говоря, M_v интенсивность линии K меняется в заметных пределах. Это следует, в частности, из фиг. 6—9.

В таком случае интересно попытаться установить корреляцию между «степенью металличности», найденной по металлическим критериям, и дисперсией в интенсивностях линии K при данном Sp(H), выражаемой величиной $d = \mathrm{Sp(H)} - \mathrm{Sp(K)}$. Необходимые данные взяты из последних трех столбцов табл. 5. На фиг. 12 приведены зависимости d от p'' и d от p'. Эллипсом обозначена величина средней неопределенности в положении каждой точки, обусловленная ошибками определения W_λ линий водорода, кальция и металлов. Нормальные звезды обозначены темными кружками, металлические — светлыми.



Фиг. 12. Зависимости (d, p'') и (d, p') для нормальных и металлических звезд

Мы видим, что между d и p'', p' существует корреляция со значительным разбросом, не объяснимым ошибками в определении d, p'' и p'.

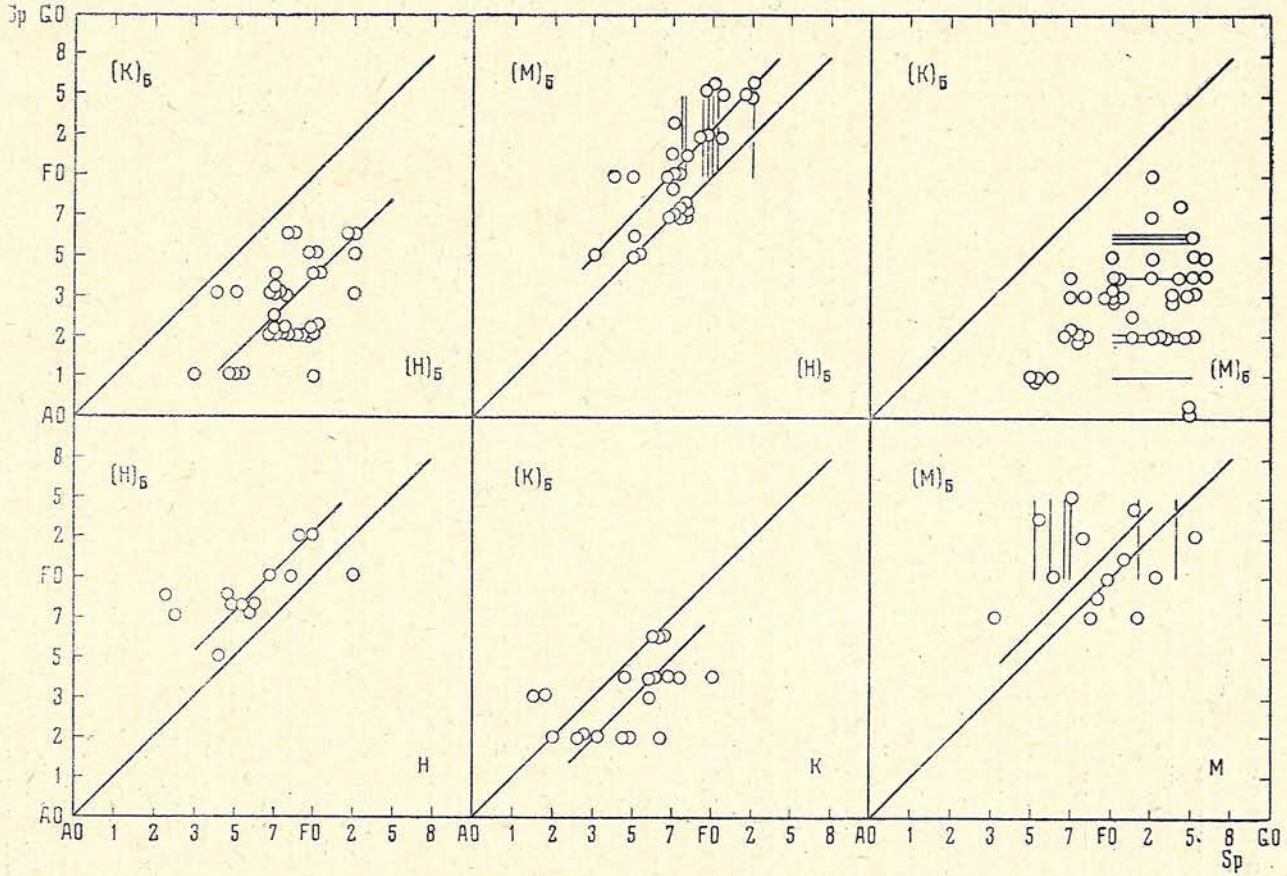
Этот график снова подтверждает отсутствие какой-либо резкой границы между теми звездами, которые мы считаем нормальными, и теми, которые по той или иной классификации отнесены к типу «металлических».

Помимо «металлических» звезд, т. е. звезд, у которых p'', $p' > 0$, существуют звезды с p'', $p' < 0$, которые за отсутствием соответствующего термина мы предлагаем называть антиметаллическими. Мы видим также, что дисперсию величин d около начала координат на фиг. 12 нельзя объяснить ошибками определения спектральных классов. Мы нашли ранее (§ 2), что средняя ошибка в величине d должна составлять $\pm 0{,}4$ спектрального подкласса. Между тем, около 35% «нормальных» звезд находится по оси d от начала координат на расстояниях заметно больших удвоенной средней ошибки определения d. У металлических число таких звезд составляет 70%.

По критериям p' и p'' соответствующие числа равны в среднем 37% (нормальные звезды) и 72% (металлические звезды).

Вообще говоря, при нашей методике классификации мы должны считать «нормальными» те звезды, уклонение которых от начала координат на фиг. 13 не превосходит соответствующих удвоенных ошибок определения величин d и p.

Таким образом, для нашей выборки звезд мы имеем среди звезд, считавшихся нормальными (табл. 2), не более 65% действительно нормальных звезд; с другой стороны, среди металлических имеем около



Фиг. 13. Сравнение спектральных классов металлических звезд в нашей системе со спектральными классами, взятыми из сводки Ш. Берто [10] (внизу) и сравнение $Sp_Б$ между собой (вверху)

30% звезд, которые на самом деле являются на основании этого критерия «нормальными».

Естественно, что в другой системе классификации понятия «нормальная» и металлическая звезда могут иметь другое содержание и стать соответственно расширенными или суженными.

§ 6. О точности систем классификации «металлических» звезд

На основе нашей количественной классификации мы можем оценить точность определения Sp(H), Sp(K) и Sp(M) для металлических звезд в ранее существовавших системах классификации. Единой системы классификации «металлических» звезд до сих пор не было, а имеющиеся качественные оценки их спектральных классов могут быть обременены, как можно догадываться по некоторым косвенным признакам, значительными систематическими ошибками.

По металлическим звездам, общим в нашей и существовавшей до сих пор системах классификации (за основу был взят список [10]), эти системы были сравнены между собой для каждого рода спектральных классов — Sp(H), Sp(K) и Sp(M) (фиг. 13 нижняя половина). Спектры с индексом Б обозначают, что соответствующие значения взяты из обзорного каталога Ш. Берто [10]. В верхней половине фиг. 13 приведены зависимости каждого рода спектрального класса от двух других в системе [10]. Вертикальные черточки вместо точек означают неопределенность в $Sp(M)_Б$ в смысле, описанном во введении. Из рассмотрения нижней части фиг. 13 можно сделать следующие выводы. Спектральный класс по водороду в системе [10] завышен на один подкласс (взят более поздним). Спектральный класс по кальцию занижен на один подкласс. Спектральные классы по металлическим линиям в системе [10] в среднем лишь слегка более поздние, чем в нашей системе, с большим однако разбросом, обусловленным частично неоднозначностью определения Sp(M) по различным критериям.

Большие различия в $Sp(H)_Б$ и $Sp(K)_Б$ для металлических звезд, не обнаруживаемые в нашей системе, обусловлены почти полностью систематическими ошибками противоположного знака в $Sp(H)_Б$ и $Sp(K)_Б$ и являются, таким образом, фиктивными. В среднем слегка меньшая, чем в нашей системе, степень металличности для металлических звезд в системе [10], величина $Sp(M)_Б - Sp(H)_Б$ есть также следствие систематических ошибок в $Sp(M)_Б$ и $Sp(H)_Б$.

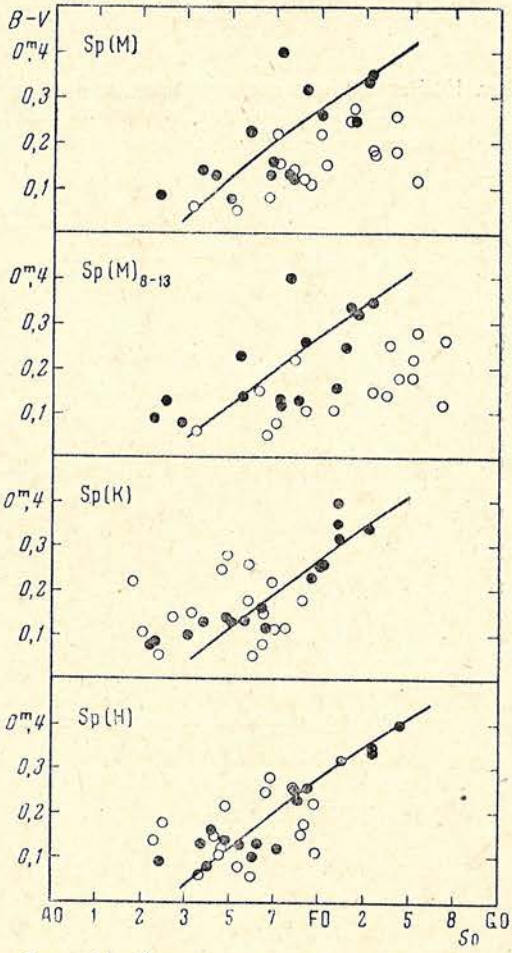
§ 7. О некоторых других характеристиках «металлических» звезд

1. Дополнительной проверкой правильности использования «водородного» спектрального класса в качестве фундаментальной температурной характеристики металлических звезд является сопоставление спектральных и цветовых параметров. Последние в значительной степени характеризуют излучение звезды в непрерывном спектре и, следовательно, могут служить некоторым эквивалентом температуры.

На фиг. 14 нанесены зависимости различных видов спектральных классов для нормальных и металлических звезд от показателя цвета в системе $B—V$. Сплошная кривая на всех четырех графиках есть средняя зависимость (Sp(H), $B—V$) для нормальных звезд. Делаем выводы из фиг. 14. Выбор «водородного» класса в качестве основного для металлических звезд в принципе правилен, хотя у металлических звезд нет такой четкой зависимости между Sp (H) и $B—V$, которую мы имеем для нормальных звезд. Возможно, что значительный разброс вызван в какой-то мере проявлением «степени металличности» в непрерывном спектре металлических звезд. Эти результаты опровергают заключение

К. и М. Яшеков [6] о наличии у металлических звезд тесной зависимости между Sp(H) и $B-V$.

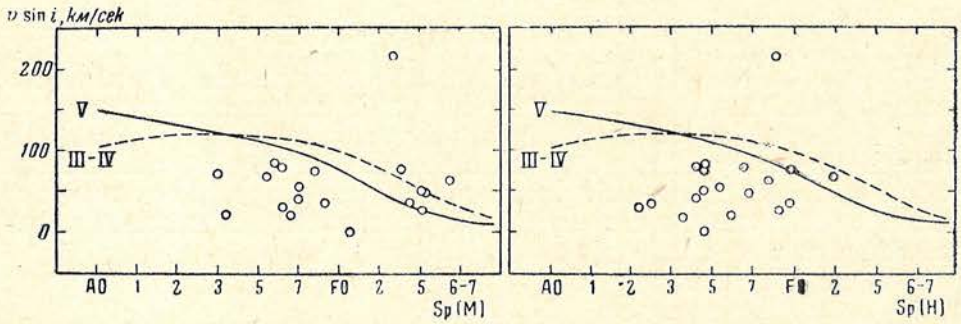
Из фиг. 14 следует также, что по показателям цвета металлические звезды являются звездами A, но не F. Из металлических звезд на фиг. 14 нет ни одной, которая по своему показателю цвета могла быть отнесена к классу позднее F0. Известные по литературе фотоэлектрические показатели цвета, когда-либо определявшиеся для металлических звезд, были сведены в систему $B-V$. Обнаружилось, что все 33 металлические звезды с известным $B-V$, по своим показателям цвета являются звездами A. Наибольшее из известных значений $B-V$ для металлических звезд равно $+0^m,31$, что соответствует по зависимости Sp, $B-V$ для нормальных звезд спектральному классу F 0,5. Средний класс металлических звезд по показателю цвета равен A7 ($B-V=+0^m,20$).



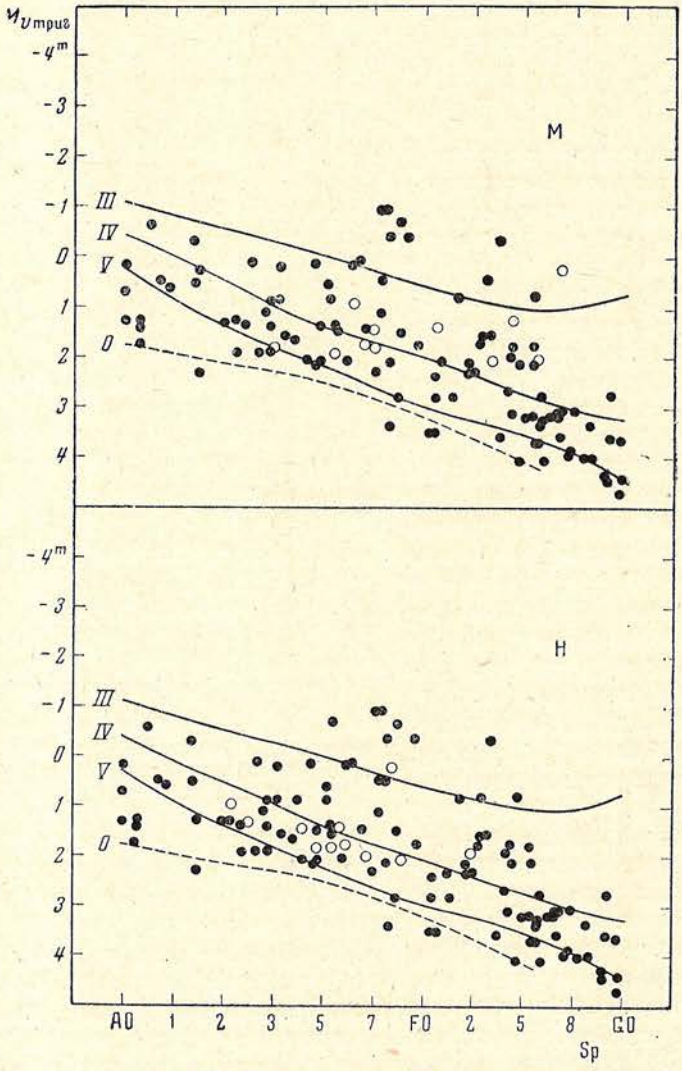
Фиг. 14. Зависимость показателя цвета $B-V$ от спектрального класса, определяемого по водороду и по металлам

2. Любопытной особенностью, свойственной металлическим звездам, являются их относительно малые скорости вращения.

Строился график зависимости $v \sin i$ от спектрального класса для нормальных звезд классов светимости III—IV и V (фиг. 15, сплошные и штриховые линии). Из 26 изученных нами металлических звезд 19 имеют определения $v \sin i$. Все эти звезды нанесены на фиг. 15 в двух вариантах: слева по своим Sp(M), справа — по Sp(H). Даже приписывание металлическим звездам спектральных классов по линиям металлов не устраняет расхождения — скорости вращения металлических звезд в среднем вдвое меньше средних скоростей вращения у нормальных звезд классов светимости III—V. Для металлических звезд $v \sin i \approx 50$ *км/сек*, а для нормальных звезд того же спектрального класса $v \sin i \approx 100-110$ *км/сек*. Всего измерены $v \sin i$ у 43 металлических звезд. Для них $v \sin i \approx 45$ *км/сек*. Лишь для трех металлических звезд $v \sin i > 90$ *км/сек*, в то время как в этом же спектральном интервале доля нормальных звезд с $v \sin i > 90$ *км/сек* превосходит 50%. Среди металлических звезд, взятых как обособленная группа, нет зависимости средней скорости вращения от степени металличности. Однако, если исходить из более правильного представления о непрерывности перехода от «нормальных» звезд к металлическим, то такая зависимость обнаруживается: чем больше степень металличности, тем в среднем меньше скорость вращения. Однако даже для звезд с



Фиг. 15. Зависимость скорости вращения металлических звезд от спектрального класса, определяемого по водороду и металлам



Фиг. 16. Диаграмма спектр — светимость

По оси абсцисс внизу нанесен «водородный» спектральный класс, вверху — «металлический»

наибольшей степенью металличности ($p \sim 4$—5) средняя скорость вращения оказывается не менее 45 *км/сек* (см. в связи с этим [6]).

3. Располагая более точными спектральными классами для металлических звезд, мы сочли целесообразным рассмотреть заново вопрос о положении этих звезд на диаграмме спектр — абсолютная величина. Изучение этого вопроса имеет большое значение для выяснения места металлических звезд среди звезд вообще, для исследования причин, вызывающих металличность, а также в связи с противоречивостью характеристик, получаемых для металлических звезд по контурам водородных линий и свойственных звездам главной последовательности характеристикам, находимым по кривым роста для металлических линий и свойственных звездам классов светимости III—II.

Диаграмма спектр — светимость построена в двух вариантах (фиг. 16). В одном из них для металлических звезд брался Sp (M) в другом — Sp(H). На диаграмму нанесены только звезды с известной $M_{v(\text{триг})}$. Число стандартных звезд, имеющих количественную спектральную классификацию, значительно пополнено за счет звезд, взятых из [11, 13]. Нанесены также средние зависимости (Sp, M_v) для классов светимости III, IV и V, а также линия «нулевого возраста».

Принимая, как всегда, «водородный» класс для металлических звезд за основной, мы убеждаемся, что *металлические звезды с* наиболее надежными $M_{v(\text{триг})}$ *располагаются вдоль некоторой последовательности, примерно параллельной главной, в области, занимаемой звездами классов светимости* IV *и* V.

Приписывая в качестве основного спектрального класса «металлический» класс, мы сдвигаем металлические звезды далеко вправо по диаграмме в область, занимаемую звездами классов светимости III.

При этом разброс металлических звезд на диаграмме существенно увеличивается.

§ 8. О некоторых свойствах атмосфер «металлических» звезд

В свете вышеизложенного рассмотрим в общих чертах вопрос о том, какими причинами могут обусловливаться наблюдаемые аномалии в спектрах металлических звезд.

Поскольку положение «группы» металлических звезд по отношению к нормальным на диаграмме спектр—светимость и некоторые другие статистические характеристики их, такие, как, скажем, дисперсия пространственных скоростей, принадлежность к рассеянным скоплениям и др., являются вполне нормальными, то следует считать, что причины аномалий каким-то образом связаны с особенностями строения атмосфер и фотосфер металлических звезд.

Для звезд в изученном нами интервале спектральных классов при некоторой заданной температуре (определяемой Sp(H)) и заданной светимости (здесь правильнее рассматривать $M_{v(\text{триг})}$), «степень металличности» меняется в довольно широких пределах (общая интенсивность металлических линий может изменяться от звезды к звезде на 60—90%). Приходится поэтому предположить, что в атмосферах звезд этого типа существует какой-то фактор, эффективность воздействия которого на свойства атмосферы может меняться от звезды к звезде независимо от T и g.

О природе этого фактора трудно сказать сейчас что-либо достаточно определенное (см. [3, 7, 9]), поэтому рассмотрим здесь несколько возможностей.

1. Не может ли быть таким фактором, существенно меняющим в некоторых отношениях свойства атмосферы, магнитное поле звезды?

Для рассмотрения этой возможности мы привлекли результаты определения напряженностей магнитных полей в атмосферах звезд различного типа, полученные Г. Бэбкоком [14] (см. также [15]). В числе прочих Г. Бэбкок провел определения напряженностей магнитных полей для 32 звезд, которые могут быть отнесены к типу металлических, и для 14 нормальных A и F классов светимости V—III. Получены следующие результаты.

У части металлических и нормальных звезд, изученных Бэбкоком с целью обнаружения магнитных полей, последние не могли быть обнаружены из-за широких линий, расширенных вращением (около 13 и 30% звезд соответственно).

Для 30% металлических и для 40% нормальных звезд магнитные поля настолько малы, что несмотря на относительную узость линий, не могут быть обнаружены с методикой, применяемой Бэбкоком. Для 38% и 20% звезд соответственно можно подозревать влияние слабого магнитного поля на структуру линий и лишь у семи металлических звезд (22%) и у одной-двух нормальных звезд (7—14%) обнаруживаются магнитные поля, напряженности которых, однако, не превосходят по абсолютной величине 500 *гс*.

Таким образом, в равной степени, у основной массы металлических и «стандартных» звезд того же спектрального класса магнитные поля сравнительно невелики. По-видимому, лишь у 15—20% звезд магнитные поля достаточно велики, чтобы можно было произвести грубую оценку их напряженности. Отсюда можно сделать важный вывод, что магнитные поля у металлических и стандартных звезд очень малы и имеют в среднем одинаковую напряженность. Следовательно, мы можем заключить, *что магнитное поле не является тем фактором, который отличает атмосферы металлических звезд от атмосфер нормальных звезд тех же светимостей и спектральных классов.*

2. Высказывались предположения, что причиной спектральных аномалий у металлических звезд может быть бóльшая прозрачность их атмосфер по сравнению с атмосферами нормальных звезд, являющаяся следствием пониженного содержания водорода по отношению к гелию и металлам (см., например [16]). Гипотеза о большей прозрачности атмосферы за счет дефицита водорода может, по-видимому, объяснить в общих чертах некоторые свойства спектров металлических звезд и, в частности, изменение степени металличности с длиной волны. Однако, предположение о том, что в металлических звездах относительное содержание водорода аномально мало, противоречит всем имеющимся сведениям о взаимосвязи металлических и нормальных звезд и, в частности, фактам о наличии значительного числа металлических звезд в галактических скоплениях.

Сама же гипотеза об относительно большей прозрачности атмосфер металлических звезд кажется весьма правдоподобной и заслуживает более детальной разработки.

3. В последнее время стало известно, что все или почти все металлические звезды являются тесными спектрально-двойными звездами [17]. Не исключена возможность того, что двойственность у этих звезд может носить особый характер и может влиять каким-либо прямым или косвенным образом на структуру внешних слоев компонент. Однако и здесь можно указать на ряд значительных трудностей, тем более, что совершенно неясен механизм воздействия компоненты на изменения свойств атмосферы звезды, и остается открытым вопрос о том, чем же двойственность у металлических звезд может отличаться от двойственности у нормальных звезд того же спектрального класса.

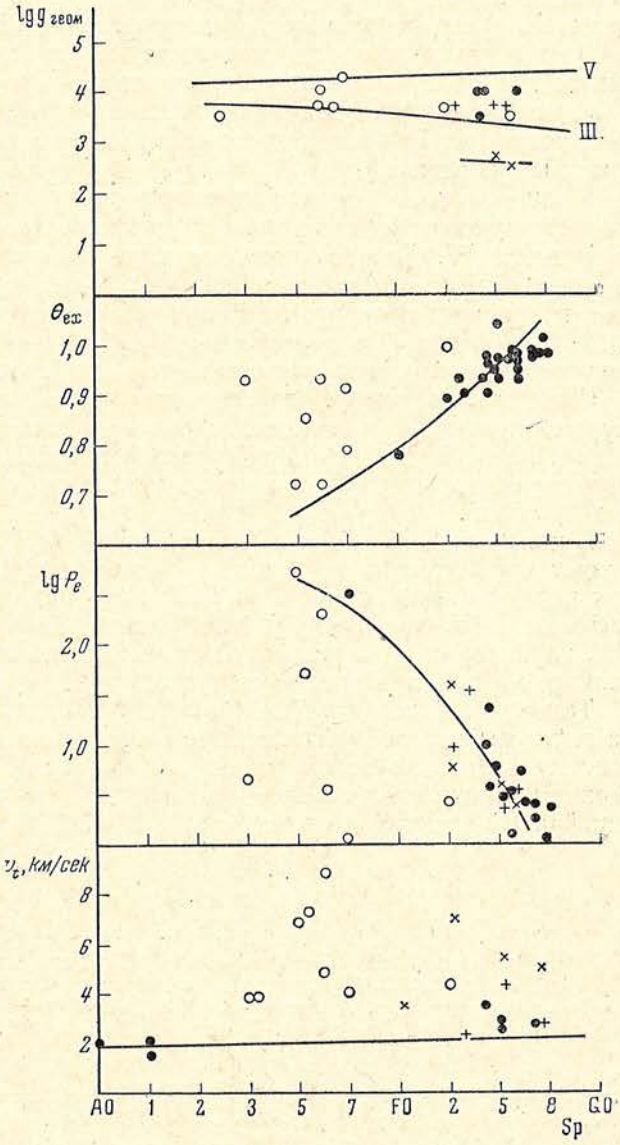
4. Рассмотрим кратко, какие свидетельства можно привести в пользу предположения об аномальном характере физических условий в атмосферах металлических звезд.

По известным из литературы данным мы составили сводку определений некоторых параметров, характеризующих звездные атмосферы, для 9 металлических и для 20 стандартных звезд классов светимости II—V в интервале спектральных классов A0—F8. За основу были взяты результаты из [4, 7].

Зависимость этих параметров от спектрального класса приведена на фиг. 17.

Здесь, как всегда, светлыми кружками обозначены металлические звезды, черными — нормальные звезды классов светимости IV—V (именно в области этих звезд располагаются на диаграмме спектр — светимость металлические звезды), плюсами звезды класса светимости III и крестиками — звезды класса светимости II.

Металлические звезды наносились по своим «водородным» классам.



Фиг. 17. Зависимость некоторых физических параметров атмосфер звезд A—F от спектрального класса

На 4 графиках фиг. 17 снизу вверх нанесены: v_t — турбулентная скорость в атмосфере, найденная по кривой роста для линий металлов; электронное давление, найденное по формуле Саха на основании данных, полученных из этой же кривой роста; температура возбуждения, также найденная по линиям металлов с использованием метода кривой роста; ускорение силы тяжести на поверхности звезды, вычисленное по светимости звезды в предположении, что выполняется зависимость масса — светимость. Способ нахождения этой величины, как легко понять, не зависит от свойств металлического спектра звезды, то есть не зависит от степени металличности.

Сделаем выводы из фиг. 17.

В атмосферах металлических звезд обнаружены большие турбулентные скорости. По величине v_t атмосферы металлических звезд сходны с атмосферами нормальных звезд класса светимости II.

Электронные плотности в атмосферах металлических звезд имеют очень большую дисперсию, лишь частично обусловленную ошибками определения, так как нормальные звезды не обнаруживают такого разброса. P_e у металлических звезд в среднем на 1,5 порядка меньше, чем P_e у нормальных звезд соответствующего спектрального класса, и близко к P_e в атмосферах сверхгигантов.

Температуры возбуждения у металлических звезд оказываются существенно (на 15—20%) ниже ожидаемых по их «водородным» спектральным классам.

Величины $g_{\text{геом}}$ у металлических звезд, как и следовало ожидать, соответствуют в среднем звездам главной последовательности класса светимости IV. Важно отметить здесь, что находимые по контурам (в основном, по крыльям) водородных линий ускорения силы тяжести g_{H} в среднем прекрасно согласуются с величинами $g_{\text{геом}}$ как для нормальных, так и для металлических звезд — таким образом, эта характеристика звезды, найденная по водороду, является нормальной.

Следовательно, изложенное подтверждает то обстоятельство, неоднократно отмечавшееся рядом авторов и особенно детально изучавшееся М. Хак [7], что параметры атмосфер металлических звезд, находимые по «водородному» и «металлическому» спектру, не согласуются между собой.

Параметр g_{H} находимый по крыльям водородных линий, характеризует сравнительно глубокие слои атмосферы металлической звезды как нормальные для звезд главной последовательности вблизи класса светимости IV, в то время как параметры, находимые по линиям металлов, характеризуют атмосферу как протяженную, с большой турбулентностью, низкой плотностью и низкой температурой.

Такое несоответствие можно удовлетворительно объяснить, исходя из гипотезы двуслойной атмосферы металлической звезды: нижний, более плотный слой ответствен за образование водородных линий, а в верхнем, значительно более протяженном и разреженном, возникает линейчатый спектр металлов (см. также об этом [7]).

15 мая 1962 г.

Литература

1. W. W. Morgan, a. W. P. Bidelman. Astrophys. J., **104**, 245, 1946.
2. N. G. Roman, W. W. Morgan a. O. J. Eggen. Astrophys. J., **107**, 107, 1948.
3. Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин Изв. Крымской астрофиз. обс., **13**, 9, 1955.
4. J. L. Greenstein. Astrophys. J., **107**, 151, 1948.
5. C. Jaschek, M. Jaschek. Astron. J., **62**, 343, 1957.
6. C. Jaschek, M. Jaschek. Z. Astrophys., **47**, 29, 1959.
7. M. Hack. Contrib. Osserv. astrophys. Milano-Merate, N 93, 1956.
8. Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. обс., **12**, 148, 1954.
9. J. L. Greenstein. Astrophys. J., **109**, 121, 1949.
10. Ch. Bertaud. J. Observ., **42**, **45**, 1959.
11. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **23**, 148, 1960.
12. M. Hack. Contrib. Osserv. astrophys. Milano-Merate, N 60, 1955.
13. Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин, Р. Н. Кумайгородская, М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз обс., **18**, 3, 1958.
14. H. Babcock. Astrophys. J. Suppl., **3**, N 30, 1958.
15. H. Babcock. Stellar atmospheres. Ed. J. L. Greenstein. Chicago, 1960, p. 282.
16. K. Osawa. Publ. Astron. Soc. Japan, **11**, 253, 1959.
17. H. Abt. Astrophys. J. Suppl., **6**, 37, 1961.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ АТМОСФЕРЫ СИРИУСА

ЧАСТЬ II. ДЕТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА АТМОСФЕРЫ

А. А. Боярчук

Используя неоднородные модели атмосферы, рассчитанные Хунгером [3], был проведен анализ атмосферы Сириуса. Найдено, что эффективная температура равна $T_e = 9900 \pm 400°$. Отношение $\varepsilon_{мет}/\varepsilon_H$ в атмосфере Сириуса в 7 раз больше, чем в атмосфере Солнца. Обнаружен также избыток гелия.

Теоретические и наблюдаемые контуры водородных линий согласуются не достаточно хорошо. Рассмотрены причины расхождения.

A QUANTITATIVE ANALYSIS OF THE ATMOSPHERE OF SIRIUS. II. A DETAILED ANALYSIS OF THE CHEMICAL COMPOSITION OF THE ATMOSPHERE, by *A. A. Boyarchuk.*— The atmosphere of Sirius has been analyzed using the non-homogeneous models of the atmosphere computed by Hunger [3]. It is found that the effective temperature $T_e = 9900 \pm 400°$. The $\varepsilon_{met}/\varepsilon_H$ ratio in the atmosphere of Sirius is greater by a factor of 7 than that in the solar atmosphere. An excess abundance of helium has also been found.

The agreement between the theoretical and observed hydrogen line profiles is not sufficiently good. The causes of the discordance are discussed.

В работе [1] опубликованы эквивалентные ширины 500 линий в спектре Сириуса, полученные с дисперсией 0,7 Å/*мм*. В настоящей работе будет проведен детальный анализ физических условий и химического состава атмосферы Сириуса.

Как известно, Сириус является двойной системой (ADS 5423), состоящей из яркой звезды A1 V и слабой компоненты ($8^m,4$) — белого карлика A5. Согласно Койперу [2], главная компонента имеет эффективную температуру 10 000° и ускорение силы тяжести $\lg g = 4,3$. Так как до сих пор методом детального анализа изучались только одиночные звезды, изучение атмосферы Сириуса представляет собой интерес.

ВЫБОР МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ

В 1955 г. Хунгер [3] опубликовал результаты расчета неоднородных моделей атмосферы звезды с эффективными температурами 8160, 8660, 9000 и 9500° и с ускорением силы тяжести $\lg g = 4,3$. Решение уравнения переноса излучения было выполнено методом, развитым Чандрасекаром [4] и Унзольдом [5] и позволяющим использовать решение для серой материи в случае, когда коэффициент непрерывного поглощения зависит от частоты. При этом использовалось росселандово среднее для коэффициента непрерывного поглощения. Хунгер [3] применил рассчитанные им модели для анализа химического состава атмосферы звезды A0 V α Lyr.

Мы решили остановиться на этих моделях, поскольку они охватывают довольно большой диапазон температур в районе А0-звезд. Значения величины ускорения силы тяжести, использованные при расчете моделей и найденные из движения спутника Сириуса, совпадают. Кроме того, как отмечалось выше, эти модели были использованы для анализа атмосферы α Lyr, которую можно считать обычной звездой. Если мы сравним результаты, полученные для Сириуса и α Lyr, то этим самым сможем в значительной степени исключить возможные ошибки, происходящие из-за неточности теоретических моделей.

Одной из основных задач при детальном исследовании атмосферы звезды является выбор модели, наилучшим образом объясняющей данные наблюдений. Обычно этот выбор осуществлялся следующим образом. По величинам эквивалентных ширин линии рассчитывают относительное содержание данного элемента $\varepsilon_i/\Sigma\varepsilon_i$ для каждой модели. Метод расчета будет описан ниже. Та модель, для которой относительные содержания элемента, определенные по нейтральным атомам и по ионам, совпадут, будет считаться соответствующей исследуемой звезде. Если возьмем несколько пар ионов и усредним отдельные результаты, то выбор модели будет более надежным.

К сожалению, нам известны абсолютные значения сил осцилляторов лишь для очень немногих ионов металлов. Из-за отсутствия данных об абсолютных значениях сил осцилляторов мы не можем использовать для определения модели такие элементы, как железо, хром и никель, которые представлены в спектрах А-звезд большим количеством линий и относительное содержание которых можно определить с высокой точностью.

Хунгер [3] имел возможность использовать для определения величины T_e для α Lyr (т. е. для выбора модели) лишь два элемента — кальций и магний.

Следует отметить, что в спектре α Lyr мы наблюдаем только одну линию иона кальция, кроме очень сильных и не пригодных к определению содержания линий H и K, и что мы не имеем уверенных абсолютных значений сил осцилляторов для нейтрального магния. Все это делает выбор модели, основанный только на этих двух критериях, не достаточно уверенным. Поэтому Хунгер [3] предложил, что относительное содержание водорода и гелия в атмосфере α Lyr равно солнечному. Из сравнения наблюдаемых и теоретических эквивалентных ширин линий этих элементов были получены дополнительные данные для выбора модели. Кроме того, некоторые сведения можно получить на основании сравнения распределения энергии в непрерывном спектре звезды и модели. По совокупности всех этих данных Хунгер определил для α Lyr

$$T_e^1 = 9500^\circ \pm 300^\circ, \ \lg g = 4{,}4 \pm 0{,}2. \qquad (1)$$

В случае Сириуса мы не можем воспользоваться описанной выше методикой, поскольку из элементов с известными силами осцилляторов только магний представлен линиями ионов и нейтральных атомов. С другой стороны, мы не имеем никакой уверенности в том, что относительное содержание гелия и водорода в атмосфере Сириуса такое же, как на Солнце. Поэтому мы пошли по следующему пути: сперва различными методами определили разность в эффективных температурах Сириуса и α Lyr, а затем эту разность прибавили к значению эффективной температуры α Lyr, определенному Хунгером [3].

1. Определение эффективной температуры звезды по эквивалентным ширинам линий металлов

Эквивалентная ширина линии, которая возникает в оптически тонком слое, может быть рассчитана методом весовых функций по формуле из [3]:

$$W'_\lambda = 8{,}84 \cdot 10^{13} \left(\frac{\lambda}{5000}\right)^2 \frac{gf}{g_0} \frac{\varepsilon_i}{\Sigma\varepsilon_i} \int_0^\infty \frac{n_{rs}}{\Sigma n_r} \frac{G(\tau_\nu)}{\bar{\varkappa}} d\bar{\tau}, \tag{2}$$

где $\varepsilon_i/\Sigma\varepsilon_i$ означает долю атомов данного элемента среди атомов всех элементов; $n_{rs}/\Sigma n_r$ — доля ионов на s-ом уровне среди всех ионов этого элемента; $\bar{\varkappa}$ — средний коэффициент поглощения, рассчитанный на 1 *г* вещества; а $G(\tau_\nu)$ — весовая функция, равная

$$G(\tau_\nu) = \frac{2}{F_\nu} \left\{ \int_{\tau_\nu}^\infty B_\nu(\tau_\nu) E_{i_1}(\tau_\nu)\, d\tau_\nu - B_\nu(\tau_\nu) E_{i_2}(\tau_\nu) \right\}, \tag{3}$$

где B_ν — функция Планка; $E_{i1}(\tau_\nu)$ и $E_{i_2}(\tau_\nu)$ — экспоненциальный интеграл первого и второго порядка; τ_ν — оптическая глубина в непрерывном излучении; F_ν — поток непрерывного излучения. Остальные обозначения имеют общепринятый смысл.

Формулу (2) можно переписать в сокращенном виде:

$$\frac{\varepsilon_i}{\Sigma\varepsilon_i} = \frac{W'_\lambda}{AB}, \tag{4}$$

где

$$A = \int_0^\infty \frac{n_{rs}}{\Sigma n_{rs}} \cdot \frac{G(\tau_\nu)}{\bar{\varkappa}} d\bar{\tau}; \tag{5}$$

$$B = 8{,}84 \cdot 10^{13} \left(\frac{\lambda}{5000}\right)^2 \cdot \frac{gf}{g_0}.$$

Величина A вычислена Хунгером [3] для многих линий по трем моделям. Она дана в табл. 12, 13, 14 работы [3]. Как отметил Хунгер впоследствии, эти величины должны быть увеличены вдвое [6].

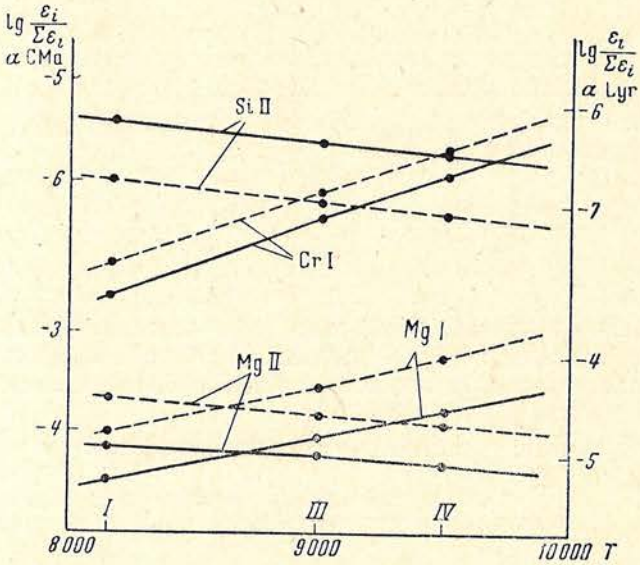
Величина B не зависит от модели атмосферы и представляет собой функцию атомных постоянных.

Так как реально наблюдаемые линии возникают в оптически толстом слое, то необходимо ввести некоторую поправку, учитывающую это обстоятельство:

$$\lg W'_\lambda = \lg W_\lambda + \Delta \lg W_\lambda, \tag{7}$$

здесь W'_λ — эквивалентная ширина линии, если предположить, что линия возникает в оптически тонком слое; W_λ — наблюдаемая эквивалентная ширина линии; $\Delta \lg W_\lambda$ — поправка. Эта поправка может быть найдена из графика, опубликованного Хунгером [3], по аргументу — $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot \frac{c}{v_t}$, где v_t — турбулентная скорость, определяемая по кривой роста. В работе [1] было показано, что в атмосфере Сириуса $v_t = 3$ *км/сек* и не зависит от глубины образования линии.

Очевидно, если определять содержание магния отдельно по линиям Mg I и Mg II, то согласие между этими определениями будет только для случая правильной модели. Такие определения были проведены для Сириуса и α Lyr. Результаты их представлены на фиг. 1. Сплошные линии дают ход величин $\varepsilon_i/\Sigma\varepsilon_i$ с эффективной температурой для Сириуса, а штриховые — для α Lyr. Чтобы избежать перекрытия, шкала по оси ординат для α Lyr несколько сдвинута и дана справа. Ссылки на источники используемых значений сил осцилляторов даны в табл. 3 под названием соответствующего иона.



Фиг. 1. Изменение относительного содержания элементов с эффективной температурой для Сириуса (сплошная линия) и α Lyr (штриховая)

Из рассмотрения фиг. 1 мы можем заключить, что $T_{\text{Сириус}} - T_{\alpha\,\text{Lyr}} = 100°$. К сожалению, в спектре Сириуса не наблюдается линий другой пары ионов одного и того же элемента, которые имели бы известные силы осцилляторов, и невозможно построить для другого элемента график, аналогичный графику для магния.

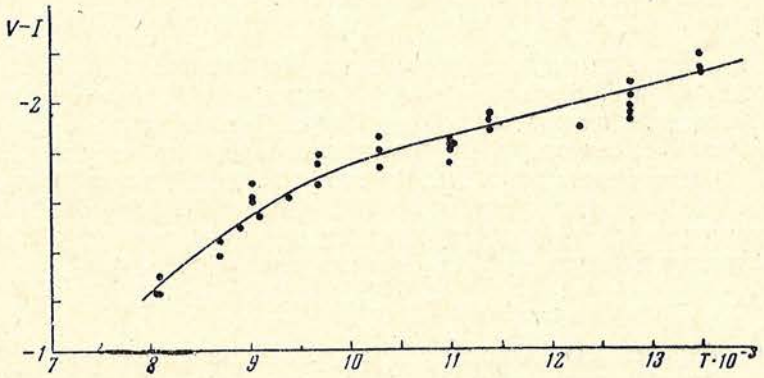
Однако если предположить, что относительное содержание кремния и хрома в атмосфере звезды такое же, как и в атмосфере Солнца, то можно определить разность эффективных температур, используя эквивалентные ширины линий этих элементов. На фиг. 1 вверху представлено изменение относительного содержания кремния и хрома, определенное по линиям Si II и Cr I. Обозначения те же, что и в случае магния. Кривые изменения содержания кремния сдвинуты на $\lg \frac{\varepsilon_i}{\Sigma\varepsilon_i} = 2{,}5$ — разность содержания кремния и хрома. Из фиг. 1 мы получаем разность в эффективных температурах $T_{\text{Сириус}} - T_{\alpha\text{Lyr}} = 800°$. Однако это значение имеет меньший вес, чем найденные по магнию, поскольку при его определении было сделано предположение об одинаковости содержания кремния и хрома в атмосфере Сириуса и Солнца.

По линиям Fe I мы определили температуру возбуждения, используя для этой цели кривую роста, построенную в работе [1]. Температура возбуждения оказалась равной 6700°. Используя те же самые значения сил осцилляторов, что и для Сириуса, была построена по линиям Fe I

кривая роста и для α Lyr. Для ее построения были взяты эквивалентные ширины линий, опубликованные Хунгером [3]. Затем была определена температура возбуждения атомов нейтрального железа в атмосфере α Lyr. Она оказалась равной 6400°. Согласно Мустелю [7], обычно величина температуры возбуждения составляет 82% от величины эффективной температуры. Поэтому полученная разность в 300° для температур возбуждения и будет означать разность 360° в эффективной температуре этих звезд.

2. Определение эффективной температуры по распределению энергии в непрерывном спектре Сириуса

а) Согласно Шалонжу [8] спектрофотометрический градиент для Сириуса равен $\varphi^1 = 1{,}00$ ($T = 16\,300°$). Для α Lyr данные несколько расходятся: $\varphi_1^{1941} = 1{,}14$ и $\varphi_1^{1946} = 0{,}96$. Мы взяли среднее из этих двух опре-



Фиг. 2. Зависимость показателя цвета $V—I$ от эффективной температуры

делений $\varphi_1 = 1{,}05$ ($T = 15\,000°$). Табл. 1 работы Хунгера [3] показывает, что при разности эффективных температур моделей MIII и MIV в 500° спектрофотометрические температуры отличаются на 900°, Т. е., на основании рассмотрения спектрофотометрических температур мы можем заключить, что эффективная температура Сириуса на 700° выше, чем у α Lyr.

Таблица 1

Звезда	U	V	B	G	R	I	$V-I$	Источник
Сириус . .	—0,86	—0,87	—0,43	—0,05	+0,48	+1,02	—1,89	[10]
α Lyr. . . .	—0,81	—0,92	—0,44	—0,04	+0,49	+0,93	—1,85	[9]

б) Шестицветная фотометрия Стеббинса и Уитфорда [9] также характеризует распределение энергии в непрерывном спектре. Сириус и α Lyr наблюдались Стеббинсом и его сотрудниками. В табл. 1 приведены результаты их наблюдений. Как известно, разность двух цветов — фиолетового (V) и инфракрасного (I) — коррелирует со спектральным классом, а следовательно, и с эффективной температурой звезды. На фиг. 2 представлена зависимость $V—I$ от эффективной температуры. При построении использовалась шкала температур для системы спектральной классификации МК, данная в книге Хайнека [11]. Имеются

указания, что приведенные там температуры звезд класса А несколько завышены [3]. Однако масштаб шкалы едва ли может сильно измениться и можно надеяться, что разность температур Сириуса и α Lyr не будет сильно искажена неточностью шкалы температур. Величины $V—I$ для Сириуса и α Lyr были взяты из табл. 1. На основании этих величин по графику фиг. 2 находим, что эффективная температура Сириуса на 400° выше, чем α Lyr. Все определения разности эффективных температур Сириуса и α Lyr собраны в табл. 2. Не все эти результаты имеют

Таблица 2

	Сириус	α Lyr	$T_{\text{Сириус}}-T_{\alpha\,\text{Lyr}}$	Вес		Сириус	α Lyr	$T_{\text{Сириус}}-T_{\alpha\,\text{Lyr}}$	Вес
Mg I, Mg II	8700	8600	100°	3	φ_1	1,00	1,05	660	1
Cr I, Si II	9700	8900	800	1	$V-I$	1,89	1,85	400	2
$T_{\text{воз}}$ (Fe I)	6700	6400	360	3					

одинаковый вес. Как было сказано выше, определения по Si II и Cr I имеют меньший вес, чем по магнию. Определения спектрофотометрической температуры имеют малый вес из-за расхождения в величинах φ для α Lyr. Кроме того, сами градиенты определяются точностью не выше 0,01, что соответствует ошибке в эффективной температуре 150—200°. Веса указаны в последнем столбце таблицы. Исходя из этих данных, была определена средневзвешенная величина разности эффективных температур Сириуса и α Lyr. Она оказалась равной

$$T_{\text{Сириус}} - T_{\alpha\text{Lyr}} = 400° \pm 80°. \tag{8}$$

Таким образом, мы можем принять для Сириуса следующее значение эффективной температуры:

$$T_e = 9900° \pm 400°. \tag{9}$$

Сириус оказался более горячим, чем α Lyr, хотя в системе МК спектральной классификации он имеет спектральный класс A1 V, в то время как α Lyr имеет более ранний спектральный класс A0 V.

ВОДОРОДНЫЕ ЛИНИИ

а) Расчет контура. Поскольку при расчете контуров водородных линий Хунгер [3] использовал старую теорию штарк-эффекта, развитую Гольдсмарком, мы решили вычислить контуры водородных линий с использованием теории, развитой Колбом, Шеном и Гримом [12].

Как известно, остаточная интенсивность определяется следующим равенством:

$$r_\nu = \frac{H_\nu(0)}{H_\nu^0(0)}, \tag{10}$$

где через $H_\nu(0)$ и $H_\nu^0(0)$ обозначены потоки излучения на границе звездной атмосферы в частотах линии и континиума соответственно. Поток излучения на границе равен

$$H_\nu(0) = 2\int_0^\infty B_\nu(\tau)\, E_{i_2}(\tau)\, d\tau, \tag{11}$$

где $E_{i_2}(\tau)$ — экспоненциальный интеграл; τ — оптическая толща в непрерывном спектре или в линии, в зависимости от того, какой поток

мы рассчитываем. Рейц [13] дал очень удобные формулы для вычисления этого интеграла. Для расчета контура линии сперва необходимо определить оптическую глубину в непрерывном спектре и в линии, как функцию средней оптической глубины. Оптическая глубина для непрерывного спектра будет определяться формулой

$$\tau_\nu = \int_0^r \frac{\varkappa_\nu}{\bar{\varkappa}} d\tau, \tag{12}$$

где значения коэффициента непрерывного поглощения при частоте ν, $\varkappa_\nu$ и среднего коэффициента поглощения $\bar{\varkappa}$ могут быть взяты из таблиц, составленных Витензе [14].

Оптическая толща для излучения в линии на расстоянии $\Delta\lambda$ от центра линии равна

$$\tau(\Delta\lambda) = \int_0^\tau \frac{\varkappa(\Delta\lambda)}{\bar{\varkappa}} d\tau, \tag{13}$$

где $\varkappa(\Delta\lambda)$ — коэффициент поглощения в линии. В случае, если линия расширена штарк-эффектом, этот коэффициент, рассчитанный на 1 *г* вещества, равен

$$\varkappa(\Delta\lambda) = 1{,}496 \frac{\pi e^2}{c^2 m_e m_{\mathrm{H}} \mu_0} K_{2i}^{3/2} g_2 f \lambda^2 \frac{n}{u(n+n^+)} e^{-\frac{\varepsilon^2}{kT}} \times$$

$$\times \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}\right) \frac{F_0^{3/2}}{(\Delta\lambda)^{5/2}} \left(1 + r(N_e, T)\sqrt{\Delta\lambda}\right), \tag{14}$$

где μ_0 — средний атомный вес; K_{2i} — постоянная эффекта Штарка, табулированная Гримом [15]; u — сумма по состояниям нейтрального атома водорода; n и n^+ — число нейтральных атомов и ионов водорода; нормальная сила поля F_0 определяется равенством

$$F_0 = 2{,}61 e N_e^{2/3}, \tag{15}$$

где N_e — электронная плотность. Величина $r\ (N_e, T)$ — отношение коэффициента поглощения, обусловленного электронами, к коэффициенту поглощения, обусловленного ионами. Колб, Грим и Шен дали простое выражение для этой величины:

$$r(N_e, T) = \theta^{1/2}(A \lg T + B \lg P_e + C), \tag{16}$$

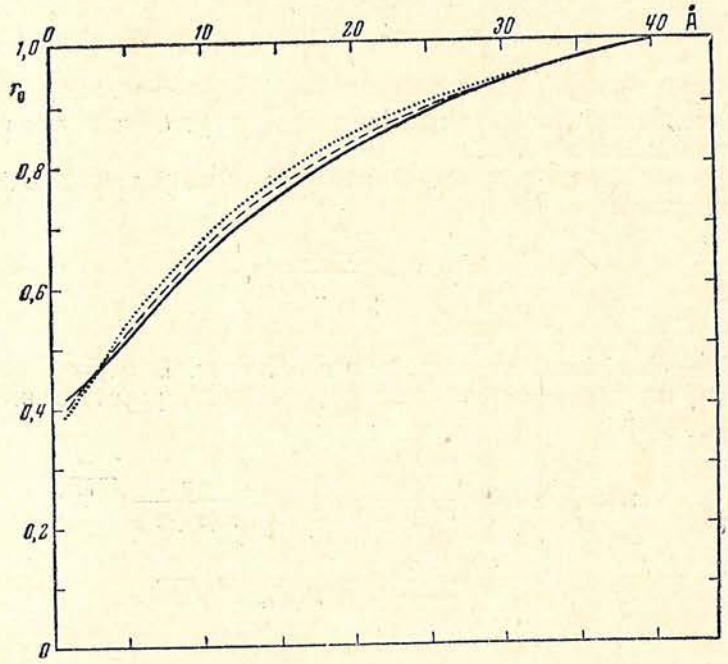
где A, B и C имеют следующие значения [16]:

Линия	A	B	C
H_α	0,495	—0,163	—0,805
H_β	0,525	—0,174	—0,942
H_γ	0,713	—0,236	—1,364
H_δ	0,907	—0,299	—1,841

По приведенным выше формулам и был вычислен контур водородных линий H H_δ для моделей MIII и MIV. Результаты вычислений

представлены на фиг. 3 и 4. Мы видим, что при таких значениях температуры ее влияние на контур линии не велико. Наибольшие отличия рассчитанных контуров не превышают 6% от интенсивности непрерывного спектра.

Сравнение с наблюдениями. Сириус очень яркая звезда, и различными авторами опубликовано несколько контуров линий H_γ и H_δ.

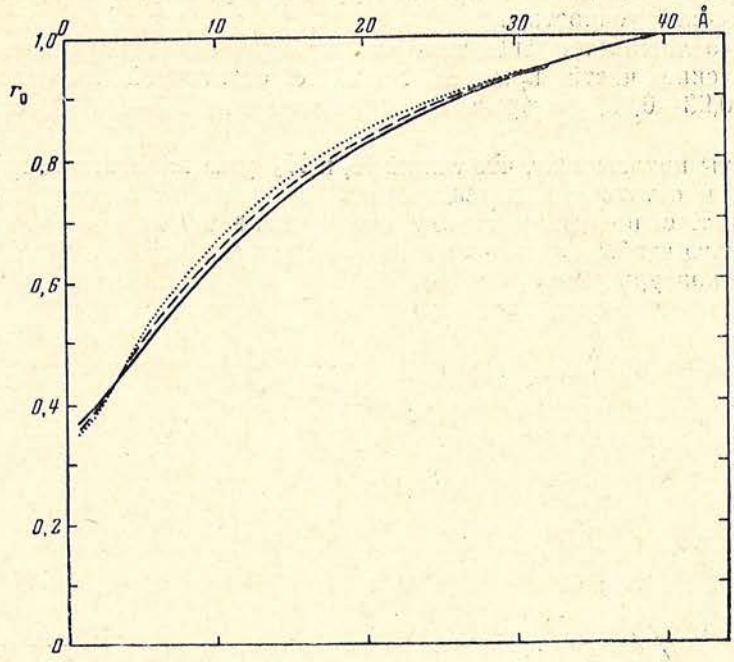


Фиг. 3. Теоретические контуры H_γ.

Пунктирная линия — для модели с $T_e = 9000°$; штриховая — для модели с $T_e = 9500°$; сплошная — для модели с $T_e = 9900°$

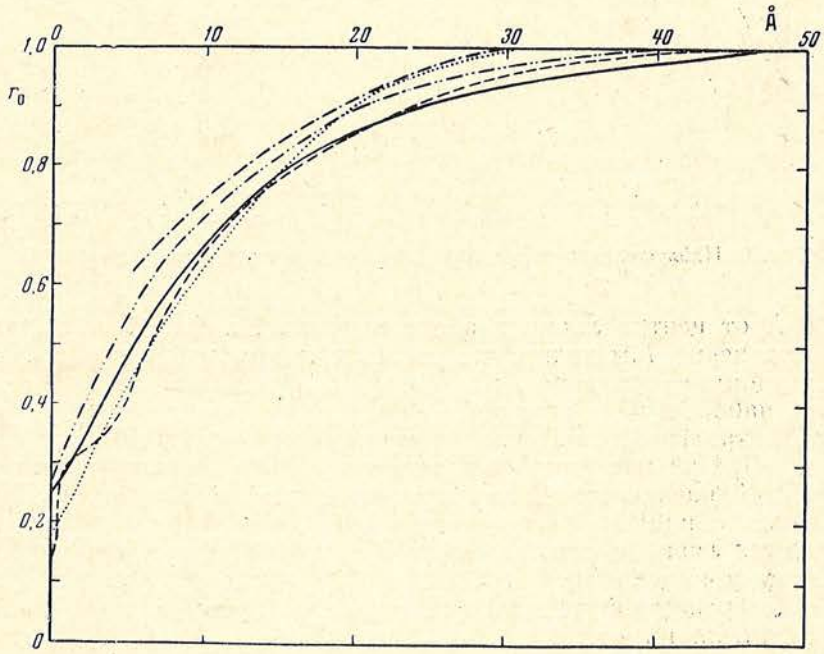
Нами для определения контуров водородных линий на диффракционном спектрографе 50″ телескопа были получены две спектрограммы с дисперсией 36 Å/*мм*. Контуры линий, полученные по каждой спектрограмме, были усреднены. На фиг. 5 и 6 представлены контуры по нашим определениям, а также контуры, опубликованные другими авторами для линий H_γ и H_δ.

Расхождение между различными контурами довольно значительное. Для H_γ оно достигает 12% от интенсивности непрерывного спектра. Для H_δ разброс несколько меньше. Большие расхождения между определениями различных авторов несколько неожиданны. По-видимому, разумное объяснение состоит в следующем. Водородные линии в спектре Сириуса чрезвычайно широки. При такой ширине на проведение непрерывного спектра сильное влияние оказывает кривизна распределения интенсивности непрерывного спектра на регистрограмме, поскольку непрерывный спектр приходится интерполировать на 80—100 Å и даже больше. На распределение интенсивности непрерывного спектра, кроме распределения энергии в спектре звезды, оказывает также влияние и поглощение в атмосфере Земли, диспергирующая система спектрографа (решетка или призма) и спектральная чувствительность пластинки. Эти причины действуют по-разному на результаты отдельных наблюдений и вносят различные систематические ошибки. В результате



Фиг. 4. Теоретические контуры H_δ

Обозначения те же, что и на фиг. 3



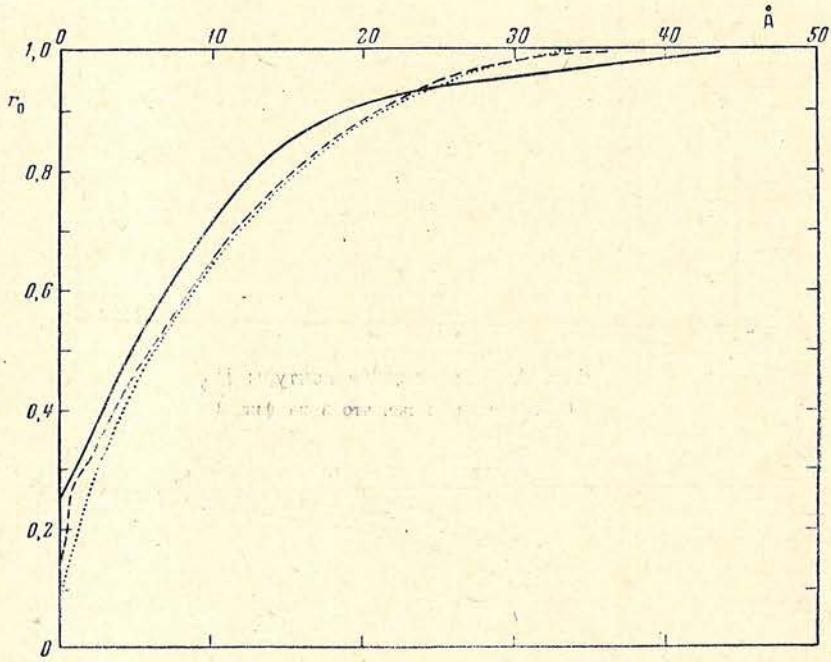
Фиг. 5. Наблюдаемые контуры H_γ по определениям Воллерстейна и др. [17] (штрих-пунктирная линия), Вилиамса [18] (штрих - пунктирная с двумя точками), Аллера [19] (пунктирная), Хилтнера и Вилиамса [20] (штриховая), Боярчука (сплошная).

для звезд типа A0 мы не имеем контуров водородных линий, определенных с высокой точностью.

Дело осложняется еще тем, что практически невозможно определить далекие части крыльев линий с остаточной интенсивностью, равной 0,98—0,99, которые простираются на 150—200 Å от центра линии.

Расчеты показывают, что линии H_γ и H_δ уже налагаются в спектрах звезд A0 и остаточная интенсивность их суммарного контура при $\lambda = 4220$ Å, т. е. посредине между ними, равна 0,97.

Для того чтобы иметь возможность сравнить наблюдаемый и теоретический контуры, мы примем за единицу интенсивность на расстоянии

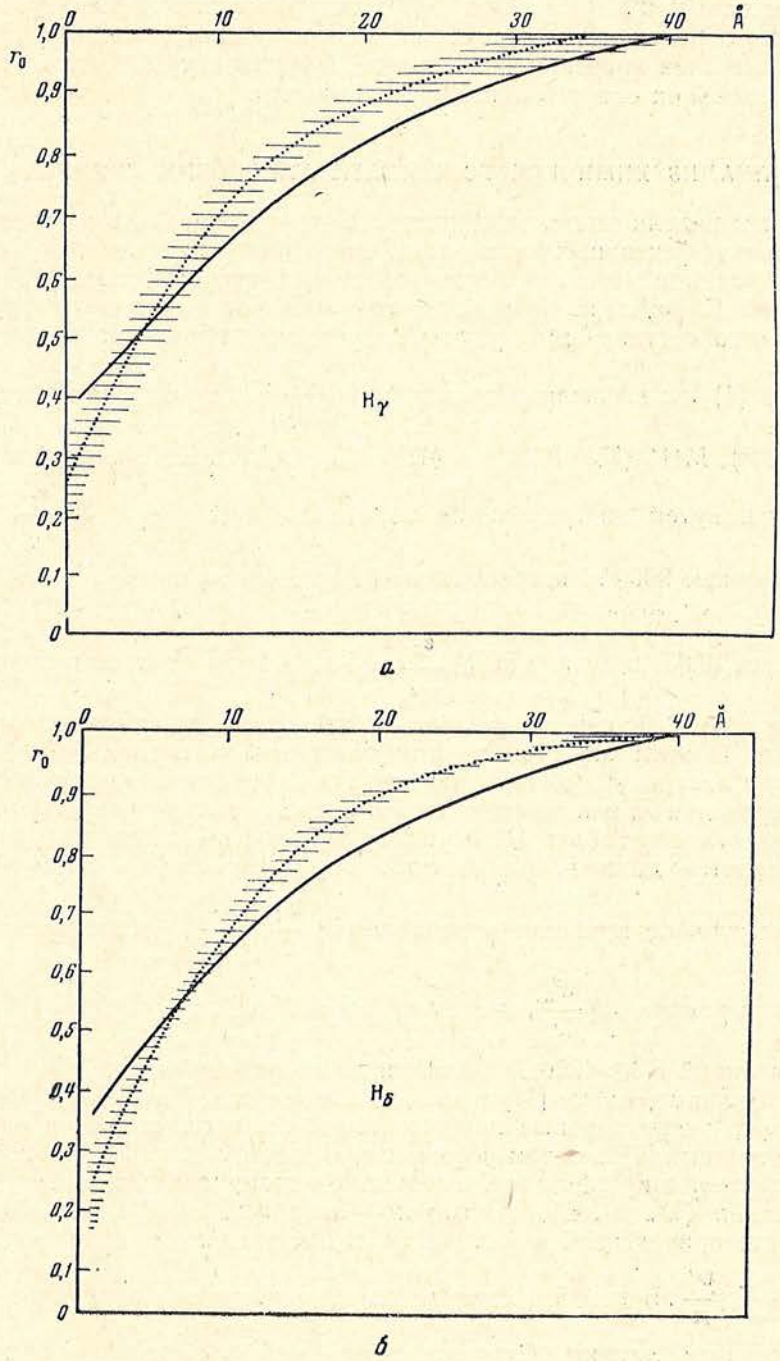


Фиг. 6. Наблюдения контура H_δ. Обозначения те же, что и на фиг. 5

$\Delta\lambda = 40$ Å от центра линии в обоих случаях. На фиг. 7 представлено такое сравнение. Мы видим, что согласие между наблюдениями и теорией неудовлетворительное. Расхождения превышают ошибки в определении наблюдаемого контура. Особенно велики расхождения в величинах центральной остаточной интенсивности — до 0,15 в единицах $I_{\Delta\lambda=40\text{Å}} = 1$. Причина столь большого отклонения заключается в сильно завышенной поверхностной температуре, даваемой моделями. Для согласования с наблюдениями центральных остаточных интенсивностей водородных линий в спектре α Lyr Хунгер [21] снизил поверхностную температуру модели MIV с 7810 до 6930°. Основной причиной завышения поверхностной температуры является пренебрежение поглощением излучения в линиях.

Как мы отметили выше, водородные линии перекрываются уже начиная с H_γ и создают в этой области спектра дополнительное непрерывное поглощение, которое быстро усиливается к пределу серии.

Кроме того, следует учитывать поглощение квазимолекулами, поглощение в ядрах водородных линий и поглощение многочисленными линиями металлов умеренной интенсивности. Учет этих видов поглощения



Фиг. 7. Сравнение наблюдаемых и теоретических контуров.

Пунктирная линия — средний наблюдаемый контур; сплошная — теоретический контур для модели с $T_e = 9900°$, штрихи указывают пределы разброса наблюдений

увеличит средний коэффициент поглощения, сделает атмосферу менее прозрачной и тем самым понизит значение поверхностной температуры.

К счастью, как показал Хунгер [21], поверхностная температура слабо влияет на определенные относительные содержания элементов. Поправки за изменения значения поверхностной температуры достигают всего лишь нескольких сотых в логарифме величины.

АНАЛИЗ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА АТМОСФЕРЫ СИРИУСА

Как мы видели выше, температура Сириуса оказалась за пределами диапазона эффективных температур, охватываемого моделями Хунгера. Правда, разница между эффективной температурой модели MIV и температурой Сириуса не велика, всего 400°. Поэтому для определения химического состава атмосферы Сириуса, мы избрали такой путь. По формуле (4) мы вычислили величину $\lg \frac{\varepsilon_i}{\Sigma \varepsilon_i}$ для моделей Хунгера MI ($T_e = 8160°$), MIII ($T_e = 9000°$) и MIV ($T_e = 9500°$). Затем, используя эти величины, путем экстраполяции определяли значение $\lg \frac{\varepsilon_i}{\Sigma \varepsilon_i}$, соответствующее 9900°. Экстраполяция была в большинстве случаев почти линейная и ее точность достаточно высока. Ошибка экстраполяции не превышает 0,05 в величине $\lg \frac{\varepsilon_i}{\Sigma \varepsilon_i}$. Результаты этих вычислений собраны в табл. 3. В первом столбце таблицы дано название химического элемента. В этом же столбце под названием элемента (иона) дана ссылка на литературный источник, откуда были взяты значения сил осцилляторов для линий этого иона. Во втором столбце дан номер мультиплета, согласно таблиц Ш. Мур [35], в третьем — длина волны линии. В четвертом — дана величина $\lg B$, определяемая по формуле (6). В пятом столбце приводится величина $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot \frac{c}{v}$, определяемая на основании величин $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$, данных в табл. 2 работы [1]. Эквивалентные ширины линий с $\lambda > 4800$ Å были взяты из работ Аллера [19], Воллерстейна, Вилиамс, Стоун [17] и атласа Хилтнера и Вильямса [20]. Предварительно эквивалентные ширины линий были приведены в одну систему с нашими [1], а затем усреднены. В шестом столбце — поправка к эквивалентной ширине линии, в седьмом — логарифм эквивалентной ширины линии (W_λ в *м*Å), в восьмом — логарифм эквивалентной ширины линии, приведенной к оптически тонкому слою, и в девятом — величина $-\lg \frac{W'}{B}$. В десятом столбце дан вес полученных величин $-\lg \frac{W'}{B}$ по различным линиям. Система весов устанавливалась следующим образом. В табл. 2 работы [1] указан вес определений эквивалентной ширины. С другой стороны, мы исправляли эквивалентные ширины линий и поправка $\Delta \lg W_\lambda$ зависит от величины эквивалентной ширины.

Для сильных линий эта поправка велика и определяется с большими ошибками, для слабых линий она мала и определяется точнее. Поэтому

Таблица 3

Элемент	№	λ	lg B	lg $\frac{W_\lambda c}{\lambda v}$	Δ lg W	lg W_λ	lg W'	$-\lg\frac{W'}{B}$	n	$-\lg\frac{\varepsilon_i}{\Sigma\,\varepsilon_i}$ MI	M III	MIV	α CMa
He I	11	5876	13,83	—0,46	0,13	1,40	1,53	12,29	20	—0,59	+0,61	0,88	
[22]	14	4471	12,96	—0,50	0,11	1,15	1,96	11,00	12	—0,17	+0,52	0,90	
		Среднее							32	—0,42	+0,58	0,89	1,05
Na I	1	5890	13,92	0,48	1,86	2,25	4,11	9,81	3				
[23]		5896	13,51	0,40	1,50	2,17	3,67	9,84	3				
		Среднее						9,82	6			4,60	4,36
Mg I	2	5184	12,85	0,44	1,67	2,16	3,82	9,03	3				
[24]		5172	12,63	0,48	1,85	2,20	4,05	8,58	3				
		Среднее						8,80	6	4,60	4,21	3,92	
	9	5528	12,24	0,05	0,55	1,79	2,34	9,90	9	4,30	3,84	3,54	
	11	4703	12,21	0,00	0,48	1,67	2,15	10,06	9	4,61	4,17	3,88	
		Среднее							24	4,49	4,05	3,76	
Mg II	9	4434	12,15	—0,22	0,26	1,42	1,68	10,47	8				
[25]		4428	11,85	—0,39	0,15	1,25	1,40	10,45	8				
	10	4391	12,51	0,12	0,69	1,76	2,45	10,06	10				
		Среднее						10,23	28	4,16	4,23	4,29	4,34
Al I	1	3944	12,38	0,32	1,20	1,92	3,12	9,26	5	6,34	5,72	5,36	5,12
[26]													
Sr II	3	4131	13,55	0,53	2,00	2,15	4,15	9,40	5				
[27]		4128	13,38	0,45	1,80	2,07	3,87	9,41	5				
		Среднее						9,40	10	3,18	3,40	3,56	
	5	5056	13,78	0,53	2,00	2,21	4,21	9,57	3				
		5041	13,48	0,38	1,49	2,08	3,57	9,91	3				
		Среднее						9,78	6	2,96	3,12	3,22	
									16	3,11	3,30	3,43	3,50
Ca I	2	4227	13,97	—0,15	0,30	1,48	1,78	12,19	8	8,02	7,28	6,79	6,42
[28]													
Sc II*	3	3573	12,77	—0,24	0,23	1,31	1,54	11,23	4	10,38	9,79	9,35	9,00
Ti II	6	3444	11,56	0,15	0,76	1,69	2,45	9,11	2				
[29]		3477	11,39	0,03	0,52	1,57	2,09	9,30	3				
		3491	11,12	0,08	0,62	1,62	2,24	8,97	3				
		Среднее						9,13	8			7,09	
	15	3596	11,65	—0,16	0,29	1,39	1,68	9,97	8	8,30	7,72	7,35	
	34	3900	12,19	0,37	1,38	1,96	3,34	9,85	3				
		3913	12,07	0,39	1,47	1,98	2,45	9,62	3				
		3932	11,02	—0,12	0,33	1,47	1,80	9,22	20				
		Среднее						9,34	26			7,28	
	41	4300	12,54	0,36	1,35	2,00	3,35	9,19	4				
		4290	12,26	0,21	0,92	1,85	2,77	9,49	6				
		4302	11,92	0,06	0,57	1,69	2,26	9,60	12				
		4313	11,89	0,20	0,89	1,83	2,27	9,17	10				
		4315	11,89	0,25	1,02	1,89	2,91	8,98	8				
		Среднее						9,31	40	7,65	7,21	6,92	
	50	4564	11,56	0,29	1,13	1,95	3,08	8,48	4				
		4590	10,89	—0,10	0,35	1,56	1,91	8,98	16				
		Среднее						8,88	20	6,74	6,44	6,21	
	104	4368	12,07	—0,10	0,35	1,54	1,89	10,11	12				

* Рассчитаны по правилу сумм $f_{3d4s-3d4p}$.

Таблица 3 (продолжение)

Элемент	№	λ	lg B	$\lg\frac{W_{\lambda c}}{\lambda v}$	Δ lg W_λ	lg W_λ	lg W′	$-\lg\frac{W'}{B}$	n	$-\lg\frac{\varepsilon_i}{\Sigma\ \varepsilon_i}$ M I	M III	MIV	α CMa
Ti II	104	4387	11,97	—0,26	0,22	1,38	1,60	10,37	12				
[29]	105	4164	12,61	0,25	1,02	1,87	2,89	9,72	6				
		4172	12,45	0,23	0,95	1,85	2,80	9,65	10				
		Среднее						10,01	40	7,37	7,13	6,93	
									142	7,35	7,08	6,93	6,80
V II*	5	3557	12,67	0,24	1,00	1,79	2,79	9,88	2				
[30]		3545	12,51	0,10	0,65	1,65	2,30	10,21	3				
		Среднее						10,08	5			7,36	7,23
Cr I	1	4254	12,75	0,16	0,87	1,79	2,66	10,09	14				
[31]		4275	12,65	—0,09	0,35	1,54	1,89	10,76	12				
		4290	12,51	—0,18	0,28	1,45	1,73	10,78	12				
		Среднее						10,52	38	7,11	6,36	5,95	
	4	3579	13,12	—0,05	0,41	1,48	1,89	11,23	3				
		3594	13,02	—0,01	0,47	1,54	2,01	11,01	3				
		Среднее						11,12	6	7,28	6,33	5,82	
									44	7,14	6,35	5,90	5,60
Mn I	2	4031	12,54	—0,13	0,32	1,48	1,80	10,74	12				
[32]		4033	12,42	—0,03	0,44	1,57	2,01	10,41	3				
		4034	12,09	—0,29	0,21	1,32	1,53	10,56	12				
		Среднее						10,62	27	7,60	6,89	5,52	6,25
FeI	4	3928	10,99	0,14	0,75	1,73	2,48	8,51	14				
[33]		3923	10,91	0,05	0,56	1,64	2,30	8,61	15				
		3920	10,83	—0,01	0,46	1,58	2,04	8,79	9				
								8,62	38	5,87	5,10	4,67	
	23	3581	12,93	0,25	1,02	1,80	2,82	10,11	2				
		3648	12,14	0,03	0,52	1,59	2,11	10,03	6				
		3619	12,40	0,07	0,59	1,63	2,22	10,18	3				
		3609	12,23	0,10	0,65	1,66	2,31	9,92	4				
	24	3565	12,17	0,14	0,73	1,69	2,42	9,75	4				
		3558	11,73	—0,13	0,32	1,42	1,74	9,99	8				
		Среднее						9,99	27	6,28	5,34	4,85	
	41	4383	13,09	0,38	1,48	2,02	3,50	9,59	3				
		4405	12,80	0,27	1,06	1,91	2,97	9,83	6				
		4415	12,33	0,18	0,83	1,83	2,66	9,67	5				
	42	4272	12,73	0,32	1,23	1,95	3,18	9,55	4				
		4202	12,29	0,18	0,82	1,80	2,62	9,67	7				
		4251	12,23	0,11	0,67	1,74	2,41	9,82	7				
	43	4046	13,01	0,47	1,80	2,08	3,88	9,13	7				
		4064	12,87	0,42	1,56	2,03	3,59	9,28	5				
		4072	12,82	0,34	1,30	1,95	3,25	9,47	5				
		4005	12,22	0,18	0,83	1,78	2,61	9,61	5				
		4144	12,38	0,15	0,75	1,76	2,51	9,87	4				
		4132	12,31	0,20	0,88	1,81	2,69	9,62	5				
		Среднее						9,65	102	5,78	5,10	4,71	
	71	4282	12,80	—0,01	0,47	1,62	2,09	10,71	12	6,20	5,60	5,25	
	152	4260	12,97	0,21	0,92	1,84	2,76	10,21	14				
		4236	12,74	0,12	0,69	1,75	2,44	10,30	6				
		4210	12,15	—0,13	0,32	1,49	1,81	10,34	12				
		4198	12,40	0,16	0,77	1,78	2,55	9,85	10				
		4188	12,70	0,12	0,69	1,74	2,43	10,27	8				

Таблица 3 (окончание)

Элемент	№	λ	lg B	$\lg \frac{W_\lambda c}{\lambda v}$	Δ lg W	lg W_λ	lg W′	$-\lg \frac{W'}{B}$	n	$-\lg \frac{\varepsilon_i}{\Sigma \varepsilon_i}$ M I	M III	M IV	α CMa
Fe I [33]	152	4187	12,58	—0,12	0,34	1,50	1,84	10,74	16				
		4299	12,40	0,02	0,45	1,65	2,10	10,30	12				
		4271	12,70	0,10	0,56	1,73	2,29	10,41	12				
		4250	12,58	0,00	0,48	1,63	2,11	10,47	21				
		4234	12,52	—0,17	0,29	1,46	1,75	10,77	8				
		Среднее						10,37	117	6,08	5,48	5,12	
	350	4476	13,10	—0,21	0,26	1,44	1,70	11,40	20				
		4443	12,75	—0,46	0,13	1,22	1,35	11,40	12				
	355	4204	12,62	—0,32	0,19	1,30	1,49	11,13	4				
		4154	12,62	—0,19	0,26	1,42	1,68	10,94	8				
		Среднее						11,29	44	6,13	5,54	5,20	
	693	4227	13,42	0,00	0,48	1,62	2,10	11,32	9				
		4247	13,12	—0,14	0,31	1,48	1,79	11,33	20				
		4239	13,17	—0,04	0,42	1,59	2,01	11,16	9				
		Среднее						11,29	38	6,36	5,81	5,49	
	800	4219	13,96	—0,06	0,34	1,56	1,90	12,06	3				
	801	4118	13,56	0,02	0,50	1,63	2,13	11,43	21				
		Среднее						11,51	24	5,99	5,42	5,10	
									398	6,03	5,35	5,01	4,76
Ni I [34]	18	3524	12,64	0,24	1,00	0,74	2,74	9,90	2				
		3493	12,47	0,06	0,57	1,60	2,17	10,30	3				
		3510	12,07	—0,21	0,26	1,34	1,60	10,47	4				
		3598	11,94	—0,35	0,18	1,20	1,38	10,56	4				
	19	3515	12,58	0,08	0,59	1,63	2,22	10,36	6				
		Среднее						10,37	19	7,23	6,28	5,76	5,40
Sr II [25]	1	4078	13,63	0,41	1,55	2,02	3,57	10,06	5				
		4215	13,36	0,40	1,55	2,02	3,52	9,84	3				
		Среднее						9,98	8			9,45	9,00
V II [25]	13	4374	13,37	0,01	0,49	1,66	2,15	11,22	12	10,11	9,66	9,29	8,95
Zr II [25]	41	4149	12,93	—0,28	0,21	1,34	1,55	11,38	12				
		4209	12,80	—0,46	0,13	1,16	1,29	11,51	16				
		Среднее						11,46	28	10,12	9,73	9,45	9,20

в зависимости от величины эквивалентной ширины были приняты следующие веса:

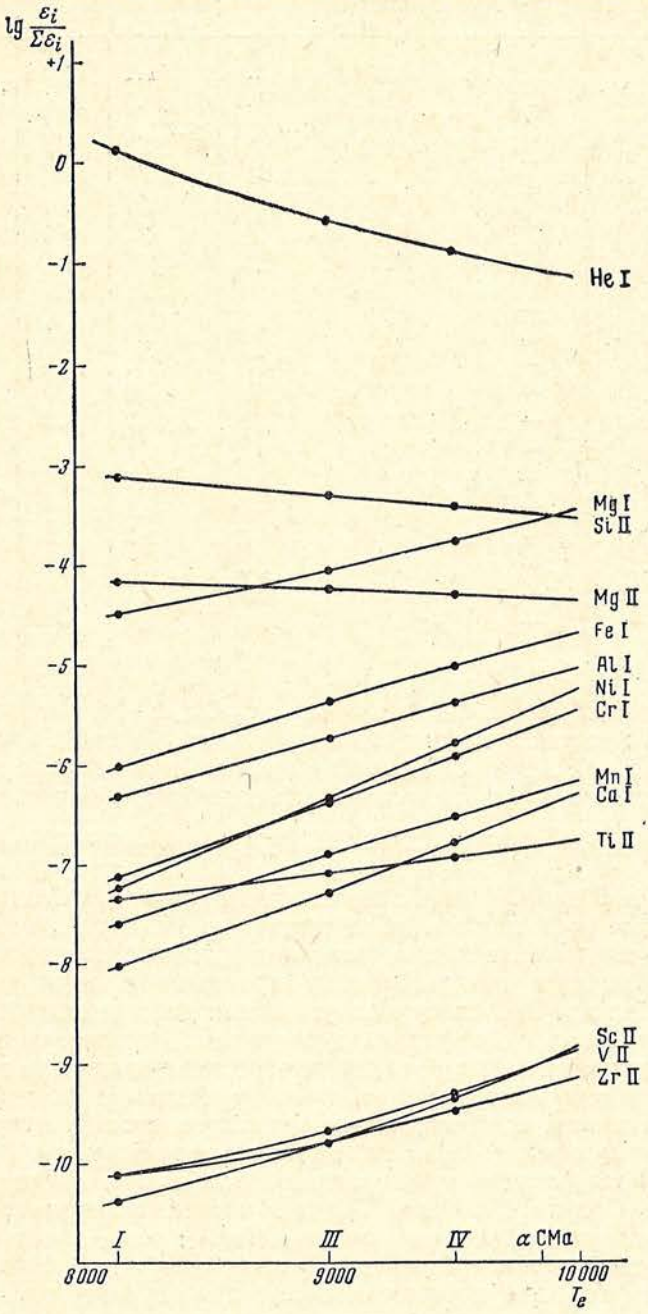
$$\left.\begin{array}{ll} \lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot \frac{c}{v} > 3 & \text{вес } 1; \\ 0{,}3 > \lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot \frac{c}{v} > 0{,}1 & \text{вес } 2; \\ 0{,}1 > \lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot \frac{c}{v} > -0{,}1 & \text{вес } 3; \\ 0{,}1 > \lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot \frac{c}{v} & \text{вес } 4. \end{array}\right\} \quad (17)$$

Затем эти значения весов были перемножены с предыдущими, и результат приведен в столбце 10.

В столбцах 11, 12 и 13 даны величины $-\lg\frac{\varepsilon_i}{\Sigma\varepsilon_i}$, рассчитанные для моделей MI, MIII и MIV соответственно. Перед тем как определять величину $\lg\frac{\varepsilon_i}{\Sigma\varepsilon_i}$, были усреднены величины $\lg\frac{W'}{B}$ внутри каждого мультиплета, а также для мультиплетов, имеющих общий нижний уровень, линии которых располагаются в близкой спектральной области, т. е. для которых очень близки величины A [см. формулу (5)]. Для каждого элемента было определено среднее взвешенное значение величины $-\lg\frac{\varepsilon_i}{\Sigma\varepsilon_i}$. В большинстве случаев оно не отличалось от простого арифметического среднего больше чем на 0,1 в логарифме величины. Затем на основании полученных средних значений $-\lg\frac{\varepsilon_i}{\Sigma\varepsilon_i}$ для трех отдельных моделей путем экстраполяции определялась величина $-\lg\frac{\varepsilon_i}{\Sigma\varepsilon_i}$ для Сириуса. Эта величина дана в столбце 14 табл. 3. Судить о точности экстраполирования можно по фиг. 8, где даны зависимости величин $-\lg\frac{\varepsilon_i}{\Sigma\varepsilon_i}$ от эффективной температуры для всех элементов.

Величины $-\lg\frac{\varepsilon_i}{\Sigma\varepsilon_i}$ были использованы для нахождения окончательного химического состава атмосферы Сириуса. Следует отметить, что при определении величин $-\lg\frac{\varepsilon_i}{\Sigma\varepsilon_i}$ мы не приняли во внимание следующие обстоятельства. Линии некоторых ионов, например Si II, образуются в довольно глубоких слоях атмосферы звезды. Из-за более низкой температуры во внешних слоях число ионов кремния на возбужденных уровнях очень мало и доля внешних слоев в образовании этих линий ничтожна. С другой стороны, непрерывное поглощение внешних слоев будет несколько уменьшать эквивалентную ширину линии. В результате, используя эквивалентные ширины линий, возникающих в глубоких слоях, мы получим заниженное содержание этого элемента. Поэтому необходимо исправить полученные величины $-\lg\frac{\varepsilon_i}{\Sigma\varepsilon_i}$ за указанный выше эффект. Эта проблема была рассмотрена Травингом [35], показавшим, что полученные величины $\varepsilon_i/\Sigma\varepsilon_i$ должны быть умножены на множитель $1/3E_{i_4}(\tau_0)$, где τ_0 — эффективная глубина образования линий. τ_0 была рассчитана Хунгером [3] для модели MIV. В столбце 2 приведены результаты предварительного анализа. Используя эти значения τ_0, мы определили соответствующие поправки к величинам $-\lg\frac{\varepsilon_i}{\Sigma\varepsilon_i}$, которые даны в столбце 3 табл. 4. С учетом поправок было определено окончательное относительное содержание элементов, которое приведено в столбце 4. Содержание водорода ε_H было найдено путем расчета, полагая, что $\varepsilon_H + \Sigma\varepsilon_i = 1$, где $\Sigma\varepsilon_i$ — содержание всех элементов, кроме водорода. Поскольку практически $\varepsilon_H + \varepsilon_{He} = 1$, то вся неуверенность в определении содержания гелия войдет с обратным знаком в значение относительного содержания водорода.

В спектре Сириуса мы наблюдаем несколько линий Ba II, эквивалентная ширина которых довольно значительна. Однако в спектре α Lyr мы этих линий не наблюдаем. На месте самой сильной линии Ba II



Фиг. 8. Зависимость величины $\lg \frac{\varepsilon_i}{\Sigma \varepsilon_i}$ от T_e

λ4934 на регистрограммах атласа Хилтнера и Вильямса [20] имеется небольшой провал. Можно предположить, что верхний предел эквивалентной ширины линии равен 10 *м*Å. Если на основании этой эквивалентной ширины линии Ba II λ4934 проведем сравнение относитель-

Таблица 4

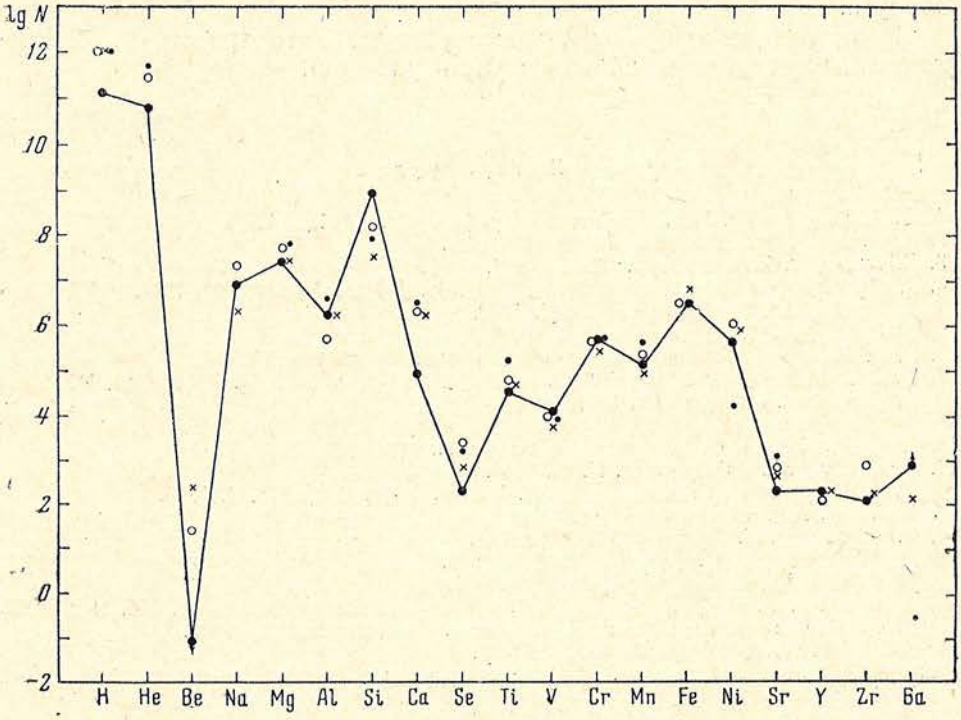
Элемент	$-\lg\frac{\varepsilon_i}{\Sigma\varepsilon_i}$	$\Delta\lg\frac{\varepsilon_i}{\Sigma\varepsilon_i}$	$-\left(\lg\frac{\varepsilon_i}{\Sigma\varepsilon_i}\right)_0$	Сириус	Сириус	α Lyr [21]	Солнце [36]	α Cyg [15]
H			0,17	12,0	11,1	12,0	12,0	12,0
He	1,05	0,55	0,50	11,7	10,8	11,4	—	11,7
Be				<— 0,1	<— 1,0	1,4	2,4	—
Na	4,36	—	4,36	7,8	6,9	7,3	6,3	—
Mg I	3,53	—	3,53					
Mg II	4,34	0,20	4,14	8,3	7,4	7,7	7,4	7,8
Al	5,12	—	5,12	7,1	6,2	5,7	6,2	6,6
Si	3,50	1,13	2,37	9,8	8,9	8,2	7,5	7,9
Ca	6,40	—	6,40	5,8	4,9	6,3	6,2	6,5
Sc	9,00	—	9,00	3,2	2,3	3,4	2,8	3,2
Ti	6,80	—	6,80	5,4	4,5	4,8	4,7	5,2
V	7,23	—	7,23	5,0	4,1	4,0	3,7	3,9
Cr	5,60	—	5,60	6,6	5,7	5,6	5,4	5,7
Mn	6,25	—	6,25	6,0	5,1	5,3	4,9	5,6
Fe	4,76	—	4,76	7,4	6,5	6,5	6,8	7,7
Ni	5,40	—	5,40	6,8	5,6	6,0	5,9	4,2
Sr	9,00	—	9,00	3,2	2,3	2,8	2,6	3,1
Y	8,95	—	8,95	3,2	2,3	2,1	2,3	—
Zr	9,20	—	9,20	3,0	2,1	2,9	2,2	—
Ba	—	—	<8,4	>3,8	>2,9	—	2,1	—

ного содержания бария, считая, что ход $\varepsilon_{Ba}/\Sigma\varepsilon_i$ с эффективной температурой такой же, как у натрия, то получим, что бария в атмосфере Сириуса по крайней мере в 50 раз больше, чем в атмосфере α Lyr. Если предположим, что α Lyr имеет такое же содержание бария, как и Солнце, то получим для Сириуса $-\lg\frac{\varepsilon_{Ba}}{\Sigma\varepsilon_i}=8{,}4$ в качестве нижней границы.

В столбце 5 табл. 4 дан относительный химический состав атмосферы Сириуса, lg N для водорода принят за 12. В шестом столбце относительное содержание хрома, марганца и железа в атмосфере Сириуса принято равным относительному содержанию этих элементов в атмосфере Солнца. В последующих столбцах дано относительное содержание элементов в атмосферах других звезд, относительное содержание водорода принято $\lg N_H = 12{,}00$. Фиг. 9 дает сравнение химического состава атмосферы Сириуса с химическим составом атмосфер некоторых звезд. Главной особенностью химического состава атмосферы Сириуса является обилие металлов. Величина отношения $N_{мет}/N_H$ для Сириуса в 7 раз больше, чем в среднем для α Lyr, α Cyg и Солнца. Воллерстейн, Стоун и Вильямс [17] путем косвенного сравнения Сириуса с Солнцем получили, что отношения N_{Ti}/N_H и N_{Fe}/N_H в атмосфере Сириуса соответственно в 2 и 5 раз больше, чем в солнечной атмосфере. Мы имеем хорошее качественное согласие результатов.

Относительное содержание внутри группы металлов в основном не отличается от солнечного, за небольшими исключениями. В атмосфере Сириуса кремния в 10 раз больше, чем в обычных звездах, а кальция и скандия в 25 и 8 раз меньше. Наблюдается также большой избыток бария в атмосфере Сириуса (в 50—100 раз). Характер аномалий в относительном содержании металлов несколько сходен с аномалиями для пекулярных звезд Ap, имеющих переменные магнитные поля. Эти звезды также показывают избыток кремния и бария и дефицит

кальция и скандия [38]. Но, кроме того, они показывают громадный избыток европия и других редких земель. Однако в атмосфере Сириуса содержание редких земель, по-видимому, нормальное. Во всяком случае, нет большого избытка этих элементов, поскольку мы не смогли обнаружить их линий в спектре Сириуса. Содержание бериллия в атмосфере Сириуса, согласно данным Бонсака [37], по крайней мере в 300 раз меньше, чем в атмосферах нормальных звезд, в то время



Фиг. 9. Сравнение химического состава Сириуса (темные кружки), Солнца (крестики) [36], α Lyr (светлые кружки) [21] и α Cyg (точки) [16]

как в атмосферах пекулярных звезд Ар наблюдается избыток бериллия [38]. Отношение $\frac{N_{He}}{N_H}$ в атмосфере Сириуса в 2 раза больше, чем в обычных звездах. Этот результат не очень точен из-за неуверенности в определении относительного содержания гелия. Но качественный результат (избыток гелия в атмосфере Сириуса), по-видимому, правильный.

Полученный химический состав атмосферы Сириуса качественно согласуется с гипотезой, предложенной Бонсаком [37] для объяснения дефицита берилия. Суть этой гипотезы состоит в следующем.

Как известно, Сириус представляет двойную систему, состоящую из звезды A0 главной последовательности и белого карлика A5. Белый карлик — это конец развития звезды. Для того чтобы компонента B Сириуса превратилась в белого карлика за очень короткий срок (компонент A0 еще не успел уйти с главной последовательности), он должен иметь очень большую массу, поскольку известно, что скорость эволюции звезды зависит в сильной степени от ее массы. Так как Сириус B сейчас имеет сравнительно небольшую массу, то можно предположить, что в ходе эволюции он потерял почти всю свою массу. В стадии гиганта M он должен был быть очень велик — во много раз больше, чем

расстояние между компонентами А и В, и, следовательно, в то время Сириус А находился бы внутри Сириуса В. Тогда могло произойти выпадение вещества Сириуса В на поверхность Сириуса А. Так как вещество Сириуса В уже участвовало в ядерных реакциях, то поверхностные слои Сириуса А обогатились гелием и металлами, а содержание водорода и берилия уменьшилось, поскольку эти элементы исчезают в ходе ядерных реакций. Описанная выше гипотеза качественно может объяснить наблюдаемый химический состав атмосферы Сириуса.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Г. Н. Шараповой, выполнившей бóльшую часть расчетов.

15 мая 1962 г.

Литература

1. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс. **28**, 123, 1962.
2. G. P. Kuiper. Astrophys. J., **88**, 429, 1938.
3. K. Hunger. Z. Astrophys., **36**, 42, 1955.
4. S. Chandrasekhar. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **96**, 21, 1936.
5. A. Unsöld. Z. Astrophys., **21**, 229, 1942.
6. K. Hunger. Z. Astrophys., **39**, 273, 1956.
7. Э. Р. Мустель. Теоретическая астрофизика. Физматгиз, 1960.
8. D. Chalonge, L. Divan. Ann. astrophys., **15**, 201, 1952; D. Barbier, D. Chalonge. Ann. astrophys., **4**, 1941.
9. J. Stebbins a. A. E. Whitford. Astrophys. J., **102**, 318, 1945.
10. J. Stebbins a. G. E. Kron. Astrophys. J., **123**, 440, 1956.
11. L. A. Hynek. Astrophysics. N. Y., 1951.
12. H. R. Griem, A. C. Kolb a. K. Y. Shen. Phys. Rev., **116**, 4, 1959.
13. A. Reiz. Ark. astron., **1**, 1947 (1950)
14. E. Vitense. Z. Astrophys., **28**, 81, 1951.
15. H. R. Griem. Astrophys J., **131**, 811, 1960.
16. H. C. Groth. Z. Astrophys., **51**, 231, 1961.
17. G. Wollerstein, Y. H. Stone, J. A. Williams. Astrophys. J., **135**, N 2, 1962.
18. E. G. Wiliams. Ann. Solar Phys. Observ. Cambridge, **2**, 25, 1932.
19. L. H. Aller. Astrophys. J., **96**, 321, 1942.
20. W. A. Hiltner a. R. C. Wiliams. Photometric atlas of stellar spectra. Ann. Arbor, 1946.
21. K. Hunger. Z. Astrophys., **49**, 129, 1960.
22. E. Trefftz, A. Schlüter, K. N. Dittmar u. K. Jürgens. Z. Astrophys., **44**, 1, 1957.
23. L. Bierman und K. Lübeck. Z Astrophys., **25**, 325, 1948.
24. E. Trefftz. Z. Astrophys., **28**, 67, 1950.
25. D. R. Bates a. A. Damgaard. Philos. Trans. Roy. Soc., **A 242**, 101, 1949.
26. L. Bierman und K. Lübeck. Z. Astrophys., **25**, 113, 1948.
27. P. Hey. Z. Phys., **157**, 79, 1959.
28. E. Trefftz. Z. Astrophys., **29**, 287, 1951.
29. R. B. King. Astrophys. J., **94**, 21, 1941; J. B. Tatum. Monthly Notices Roy. Astron. Soc. (в печати).
30. Ch. E. Moore. National Bureau of Standards Tech. Note, № 36, 1959.
31. R. B. King, M. N. Davis a. P. M. Routly. Proc. Conf. Stellar Atmosph., 1954, Liege.
32. G. D. Bell, M. N. Davis, R. B. King a. P. M. Routly. Astrophys. J., **129**, 437, 1959.
33. R. B. King a. A. S. King. Astrophys. J., **87**, 24, 1938; W. W. Carter. Phys. Rev., **76**, 962, 1949; H. Kopferman und Gr. Wessel. Z. Phys., **130**, 100, 1951.
34. R. B. King. Astrophys. J., **108**, 87, 1942; C. W. Allen. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **117**, 36, 1957.
35. G. Traving. Z. Astrophys., **44**, 142, 1958.
36. L. Goldberg, E. A. Müller, L. H. Aller. Astrophys. J., Suppl., **5**, N 45, 1960.
37. W. K. Bonsack. Astrophys. J. **133**, 551, 1961.
38. А. А. Боярчук. Вопросы космогонии, **7**, 213, 1960.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

ИЗУЧЕНИЕ АТМОСФЕР ЗВЕЗД КЛАССА F. IV. ВОДОРОДНЫЕ ЛИНИИ

М. Е. Боярчук

На основании спектрограмм, полученных на 1220-*мм* рефлекторе с дисперсией 23,4 Å/*мм* у H_γ, изучены линии поглощения бальмеровской серии в спектрах 23 звезд спектральных классов F5—F8. Установлено, что контуры линий поглощения водорода для звезд большой и малой светимости совпадают. Предложена интерпретация этого факта.

A STUDY OF THE ATMOSPHERES OF F TYRE STARS. IV. HYDROGEN LINES, by *M. E. Boyarchuk*.—The Balmer absorption lines in the spectra of 23 F5—F8 type stars have been studied using spectrograms obtained with the 1220 mm reflector and a dispersion of 23,4 Å/mm at H_γ. It is found that the hydrogen absorption line profiles of stars of high and low luminosity coincide. An interpretation of this fact is proposed.

Работа посвящена изучению линий поглощения водорода. Как известно, в спектрах А-звезд линии поглощения водорода показывают сильную зависимость от абсолютной величины звезды. У поздних F-звезд этого не наблюдается. Этот факт был отмечен еще в 1948 г. Гринстейном на основе сравнения контуров только двух звезд при изучении τ UMa [1]. Однако сколько-нибудь полного материала по данному вопросу не было опубликовано и интерпретации этого явления не дано. Поэтому представлялось интересным сравнить контуры линий поглощения бальмеровской серии для звезд большой и малой светимости.

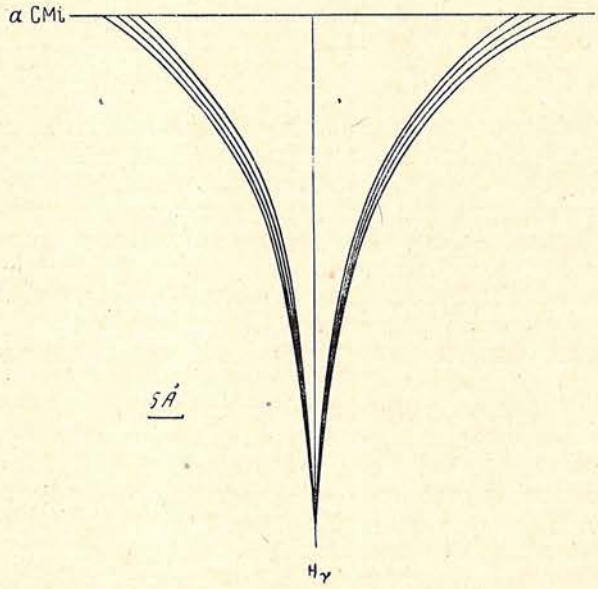
Для этого были использованы спектры звезд, уже изучавшиеся автором ранее [2, 3], полученные с призменным спектрографом на 1220-*мм* телескопе с дисперсией 23,4 Å/*мм* у H_γ. Для некоторых из этих звезд дополнительно были получены спектры на диффракционном спектрографе с дисперсией 36,5 Å/*мм*, для определения эквивалентных ширин линий поглощения далеких членов бальмеровской серии. Эквивалентные ширины, полученные по спектрам, снятым с диффракционным спектрографом, были приведены к эквивалентным ширинам спектров, снятых с призменным спектрографом. Эквивалентные ширины линий поглощения водорода от H^β до H даны в табл. 1. Абсолютные величины, приведенные в табл. 1 в столбце 3, вычислены согласно тригонометрическим параллаксам, поэтому для звезд-сверхгигантов они могут оказаться существенно заниженными. Так, для звезд F5 Ib и F8 Ib абсолютная величина, согласно [4], равна $-4^m,5$. Эти значения приведены в столбце 4 табл. 1; в последующих столбцах даны эквивалентные ширины *W* линий поглощения водорода.

В среднем значения эквивалентных ширин получены на основании 3—5 спектров. Относительная ошибка определения эквивалентной ширины составляет 5% и меньше.

Таблица 1

Звезда	Sp	M	M^*	H_β	H_γ	H_δ	H_ζ	H_η
γ Cyg	F8 Ib	−3,8	−4,5	4,61	4,00	4,21	4,87	5,85
α Per	F5 Ib	−2,2	−4,5	4,61	5,20	5,28	6,00	5,44
41 Cyg	F5 IIb	−1,6	−4,5	5,10	5,38	6,59	7,00	6,99
35 Cyg	F5 Ib	−0,9	−4,5	5,12	5,10	4,98	6,50	7,10
ν Per	F5 II	−0,4	−2,0	6,12	7,28	7,95	5,99	6,95
o Leo	F5 III	+1,0	+1,0	6,35	6,50	5,90	5,90	5,80
β Del	F5 IV	+1,6	+2,7	5,30	5,42	5,92	6,00	6,10
α Tri	F6 IV	+2,1	+2,9	4,43	4,63	4,66	4,86	5,14
θ UMa	F6 IV	+2,2	+2,9	4,00	4,20	3,93	4,04	4,92
α CMi	F5 IV—V	+2,8	+2,8	5,18	5,05	5,25	6,05	4,58
HD 218804	F5 IV	+3,0	+2,7	4,40	4,55	4,86	4,70	5,79
γ Ser	F7 V	+3,3	+3,8	3,44	3,89	4,35	4,50	4,60
HD 14214	F9 V	+3,4	+4,2	3,92	3,88	4,38	—	—
ι Psc	F7 V	+3,4	+3,9	4,35	4,75	5,65	4,03	4,07
HD 136064	F8 V	+3,5	+4,1	3,69	3,83	3,98	—	—
χ Her	F8 V	+3,5	+4,1	3,07	2,83	3,60	—	—
σ^2 UMa	F7 IV—V	+3,5	+3,4	5,57	5,95	—	—	—
θ Per	F7 V	+3,6	+3,9	3,52	3,86	4,58	—	—
π^3 Ori	F6 V	+3,8	+3,8	3,65	4,20	4,32	4,51	5,69
HD 5015	F8 IV—V	+3,8	+3,6	3,59	3,81	4,81	—	—
19 Dra	F6 V	+4,0	+3,8	4,16	4,19	5,06	—	—
χ Dra	F7 V	+4,1	+4,0	3,36	3,06	3,86	4,31	5,20
36 UMa	F8 V	+4,3	+4,1	4,19	4,05	4,75	4,82	4,79

При спектрофотометрических исследованиях водородных линий в спектральном классе F5 — F8 возникает ряд трудностей, связанных главным образом с недостаточно уверенным проведением непрерывного спектра в районе линии H , а также с блендированием некоторых водородных линий линиями поглощения металлов. В этом смысле линию H_β можно считать менее надежной, чем другие. Линия водорода H_ε λ 3970 настолько сильно блендируется с линией H CaII, что их невозможно разделить на используемых спектрах, и поэтому линия H была исключена из рассмотрения. И, конечно, линии металлов вносят некоторое искажение в контуры и эквива-



Фиг. 1. Усреднение контура линии H_γ для звезды α CMi

лентные ширины линий поглощения далеких номеров бальмеровской серии.

При построении контуров линий поглощения водорода для каждой звезды был получен средний контур по 3—5 спектрам. Разброс в среднем равен 3% от интенсивности непрерывного спектра. В качестве примера на фиг. 1 дан контур линии H_γ для звезды α CMi, определенный по четырем разным спектрам. Из фиг. 1 видно, что на расстоянии 5 Å от центра линии разброс в проведении контура составляет 2—3%. Несколько больший разброс, доходящий до 5% в долях непрерывного спектра, наблюдается в остаточной интенсивности в центре некоторых линий.

Для водородных линий ошибки, вводимые рассеянием света в эмульсии фотопластинки и инструментальным контуром, при используемой здесь дисперсии очень малы и не учитывались.

Для всех 23 звезд были построены средние контуры пяти линий водорода, первых членов серии Бальмера, исключая H_ε. Данные о контурах приведены в табл. 2. В верху таблицы даны расстояния $\Delta\lambda$ от центра линии. В последующих строках для каждой звезды для линий водорода H_β, H_γ, H_δ, H_ζ, H_η даны остаточные интенсивности в долях непрерывного спектра для соответствующих значений $\Delta\lambda$.

Дисперсия была при этом следующая:

λ	H_β	H_γ	H_δ	H_ζ	H_η
D, Å/*мм*	35,5	23,4	18,0	14,0	13,5

Сравнение контуров линий поглощения первых членов бальмеровской серии для звезд большой и малой светимости показало, что в спектральном интервале F5 — F8 контуры совпадают почти точно, в отличие от более ранних и более поздних звезд.

В списке звезд, изучаемых в этой работе, шесть звезд θ UMa, HD 218 804, γ Ser, HD 14 214, HD 136 064, χ Her имеют высокие скорости. Сравнение контуров линий поглощения водорода для этих звезд и звезд подобного спектрального класса, но имеющих малую пространственную скорость, показало, что для них контуры в пределах ошибок также совершенно подобны. Поэтому в дальнейшем рассмотрении эти звезды не отделялись от других.

В качестве иллюстрации данных табл. 2 на фиг. 2 и 3 приведены контуры линий поглощения водорода H_β, H_γ, H_δ, для двух звезд из нашего списка, наиболее сильно различающихся по светимости в спектральном классе F5 α Per F5 Ib, $M=-2{,}2$ и α CMi F5 V, $M=+2{,}8$ (фиг. 2) и в спектральном классе F8 для звезд γ Cyg F8 Ib, $M=-3{,}8$ и 36 UMa F8 V, $M=+4{,}3$ (фиг. 3).

Из рассмотрения этих фигур видно, что в пределах точности определения контуры водородных линий H_β, H_γ, H_δ, в спектрах звезд-карликов и сверхгигантов практически совпадают. Возможно, реально лишь отличие центральных остаточных интенсивностей этих линий. У сверхгигантов центральные остаточные интенсивности в долях интенсивности непрерывного спектра в среднем меньше на 5%, чем у карликов.

Кроме контуров водородных линий можно сравнить эквивалентные ширины этих линий. Такое сравнение будет менее наглядным, чем сравнение контуров, однако оно имеет свои преимущества, так как эквивалентные ширины определяются с большей точностью, чем контуры линий. Это сравнение приведено на фиг. 4, где по оси ординат отложены эквивалентные ширины водородных линий, а по оси абс-

Таблица 2

Звезда	λ	Δλ												
		0	0,5	1,5	3	5	7,5	10	12,5	15	17,5	20	25	30
γ Cyg	H_β	0,36	0,40	0,54	0,74	0,83	0,90	0,94	0,97	0,99	1,00			
	H_γ	0,34	0,43	0,58	0,75	0,85	0,91	0,96	0,98	1,00	—			
	H_δ	0,32	0,40	0,60	0,73	0.84	0,93	0,98	1,00	—	—			
	H_ζ	0,28	0,40	0,59	0,68	0,81	0,90	0,96	1,00	—	—			
	H_η	0,32	0,38	0,50	0,64	0,75	0,86	0,94	0,99	1,00	—			
α Per	H_β	0,39	0,44	0,56	0,75	0,82	0,91	0,95	0,97	0,99	1,00			
	H_γ	0,27	0,33	0,50	0,67	0,79	0,88	0,94	0,97	0,99	1,00			
	H_δ	0,22	0,32	0,50	0,70	0,81	0,90	0,95	0,98	1,00	—			
	H_ζ	0,20	0,23	0,47	0,64	0,78	0,88	0,95	1,00	—	—			
	H_η	0,35	0,37	0,42	0,58	0,76	0,94	1,00	—	—	—			
41 Cyg	H_β	0,36	0,40	0,53	0,78	0,85	0,89	0,92	0,95	0,98	1,00			
	H_γ	0,27	0,33	0,46	0,62	0,76	0,86	0,91	0,96	0,98	1,00			
	H_δ	0,23	0,26	0,47	0,63	0,76	0,85	0,91	0,95	0,98	1,00			
	H_ζ	0,16	0,26	0,42	0,58	0,76	0,86	0,92	0,97	1,00	—			
	H_η	0,27	0,32	0,40	0,60	0,73	0,84	0,90	0,94	0,98	1,00			
35 Cyg	H_β	0,33	0,38	0,48	0,66	0,76	0,88	0,93	0,96	0,98	1,00			
	H_γ	0,20	0,30	0,54	0,72	0,82	0,88	0,92	0,95	0,97	0,99	1,00		
	H_δ	0,22	0,33	0,55	0,74	0,83	0,89	0,93	0,97	1,00	—			
ν Per	H_β	0,34	0,39	0,48	0,65	0,78	0,86	0,91	0,95	0,98	1,00			
	H_γ	0,22	0,30	0,50	0,66	0,78	0,85	0,90	0,94	0,97	1,00			
	H_δ	0,28	0,35	0,49	0,63	0,77	0,86	0,92	0.97	1,00	—			
	H_ζ	0,26	0,34	0,51	0,63	0,80	0,90	0,98	1,00	—	—			
	H_η	0,29	0,31	0,39	0,52	0,70	0,84	0,92	0,98	1,0	—			
o Leo	H_β	0,40	0,45	0,59	0,71	0,79	0,85	0,89	0,92	0,94	0,96	0,98	0,99	1,00
	H_γ	0,38	0,46	0,50	0,64	0,75	0,83	0,89	0,93	0,96	0,98	0,99	1,00	—
	H_δ	0,20	0,31	0,48	0,64	0,77	0,87	0,94	0,98	1,00	—	—	—	
β Del	H_β	0,40	0,45	0,60	0,75	0,83	0,89	0,92	0,94	0,96	0,98	0,99	1,00	
	H_γ	0,33	0,40	0,54	0,70	0,80	0,89	0,92	0,95	0,97	0,99	1,00	—	
	H_δ	0,29	0,40	0,56	0,71	0,80	0,86	0,90	0,94	0,97	1,00	—	—	
α Tri	H_β	0,41	0,47	0,61	0,74	0,85	0,90	0,93	0,96	0,98	0,99	1,00	—	
	H_γ	0,32	0,40	0,53	0,76	0,80	0,89	0,93	0,95	0,97	0,98	0,99	1,00	
	H_δ	0,32	0,43	0,54	0,72	0,82	0,89	0,93	0,96	0,98	0,99	1,00	—	
	H_ζ	0,36	0,45	0,62	0,73	0,84	0,91	0,96	1,00	—	—	—	—	
	H_η	0,44	0,49	0,60	0,70	0,80	0,88	0,93	0,98	1,00	—	—	—	
θ UMa	H_β	0,40	0,43	0,54	0,65	0,76	0,87	0,93	0,96	0,98	0,99	1,00		
	H_γ	0,35	0,40	0,60	0,78	0,86	0,92	0,95	0,98	1,00	—	—		
	H_δ	0,34	0,45	0,62	0,78	0,86	0,92	0,96	0,99	1,00	—	—		
	H_ζ	0,37	0,50	0,65	0,75	0,86	0,94	0,99	1,00	—	—	—		
	H_η	0,50	0,52	0,61	0,71	0,79	0,88	0,93	0,97	1,00	—	—		
α CMi	H_β	0,43	0,45	0,56	0,75	0,84	0,89	0,93	0,95	0,97	0,99	1,00		
	H_γ	0,31	0,38	0,61	0,70	0,80	0,87	0,92	0,96	0,98	1,00	1,00		

Таблица 2 (продолжение)

Звезда	λ	Δλ 0	0,5	1,5	3	5	7,5	10	12,5	15	17,5	20	25	30
α CMi	H_δ	0,22	0,29	0,54	0,71	0,81	0,88	0,94	0,98	—	—	—		
	H_ζ	0,26	0,28	0,40	0,57	0,75	0,90	0,98	1,00	—	—	—		
	H_η	0,47	0,49	0,59	0,68	0,80	0,92	0,98	1,00	—	—	—		
HD 218804	H_β	0,38	0,40	0,60	0,77	0,87	0,91	0,93	0,96	0,98	0,99	1,00		
	H_γ	0,27	0,35	0,59	0,73	0,84	0,90	0,94	0,96	0,98	0,99	1,00		
	H_δ	0,31	0,38	0,60	0,73	0,83	0,89	0,92	0,96	0,98	0,99	1,00		
	H_ζ	0,25	0,40	0,60	0,69	0,82	0,91	0,97	1,00	—	—	—		
	H_η	0,29	0,35	0,51	0,63	0,74	0,84	0,90	0,94	0,98	1,00	—		
γ Ser	H_β	0,37	0,45	0,59	0,74	0,85	0,90	0,93	0,96	0,98	0,99	1,00		
	H_γ	0,30	0,36	0,54	0,75	0,87	0,93	0,97	0,99	1,00	—	—		
	H_δ	0,30	0,43	0,63	0,77	0,86	0,91	0,96	0,99	1,00	—	—		
HD 14214	H_β	0,41	0,60	0,73	0,85	0,91	0,94	0,96	0,98	0,99	1,00			
	H_γ	0,35	0,43	0,58	0,71	0,86	0,93	0,96	0,98	1,00	—			
	H_δ	0,31	0,43	0,63	0,78	0,88	0,94	0,97	0,99	1,00	—			
ι Psc	H_β	0,34	0,41	0,54	0,70	0,81	0,89	0,92	0,95	0,97	0,98	0,99	1,00	
	H_γ	0,30	0,35	0,51	0,71	0,82	0,89	0,93	0,96	0,97	0,98	0,99	1,00	
	H_δ	0,24	0,36	0,52	0,69	0,80	0,87	0,92	0,96	1,00	—	—	—	
	H_ζ	0,36	0,47	0,63	0,74	0,84	0,92	0,99	1,00	—	—	—	—	
	H_η	0,43	0,48	0,62	0,73	0,84	0,93	0,99	1,00	—	—	—	—	
HD 136064	H_β	0,40	0,46	0,63	0,77	0,84	0,91	0,94	0,97	0,98	0,99	1,00		
	H_γ	0,30	0,35	0,60	0,76	0,86	0,92	0,96	0,99	1,00	—	—		
	H_δ	0,28	0,40	0,61	0,77	0,88	0,93	0,97	0,99	1,00	—	—		
χ Her	H_β	0,43	0,49	0,63	0,79	0,88	0,94	0,96	0,98	0,99	1,00			
	H_γ	0,40	0,45	0,69	0,84	0,92	0,97	0,99	1,00	—	—			
	H_δ	0,27	0,49	0,68	0,80	0,89	0,93	0,96	0,99	1,00	—			
σ^2 UMa	H_β	0,30	0,35	0,53	0,73	0,79	0,88	0,91	0,94	0,96	0,98	0,99	1,00	
	H_γ	0,26	0,30	0,51	0,65	0,76	0,85	0,89	0,93	0,96	0,97	0,98	1,00	
	H_δ	0,29	0,40	0,62	0,75	0,85	0,91	0,95	0,99	1,00	—	—	—	
θ Per	H_β	0,41	0,44	0,62	0,78	0,87	0,93	0,95	0,98	0,99	1,00			
	H_γ	0,32	0,40	0,63	0,73	0,85	0,92	0,95	0,98	0,99	1,00			
	H_δ	0,26	0,40	0,63	0,77	0,85	0,90	0,94	0,97	0,99	1,00			
π^3 Ori	H_β	0,48	0,54	0,70	0,80	0,87	0,92	0,94	0,96	0,98	0,99	1,00		
	H_γ	0,37	0,40	0,63	0,77	0,86	0,92	0,95	0,97	0,98	0,99	1,00		
	H_δ	0,31	0,40	0,62	0,76	0,85	0,91	0,95	0,98	1,00	—	—		
	H_ζ	0,32	0,43	0,64	0,75	0,85	0,93	0,97	1,00	—	—	—		
	H_η	0,30	0,32	0,43	0,57	0,72	0,85	0,93	0,98	1,00	—	—		
HD 5015	H_β	0,44	0,50	0,64	0,79	0,85	0,91	0,94	0,97	0,99	1,00			
	H_γ	0,27	0,35	0,60	0,81	0,89	0,94	0,97	1,00	1,00	—			
	H_δ	0,24	0,40	0,60	0,77	0,89	0,95	0,99	1,00	—	—			

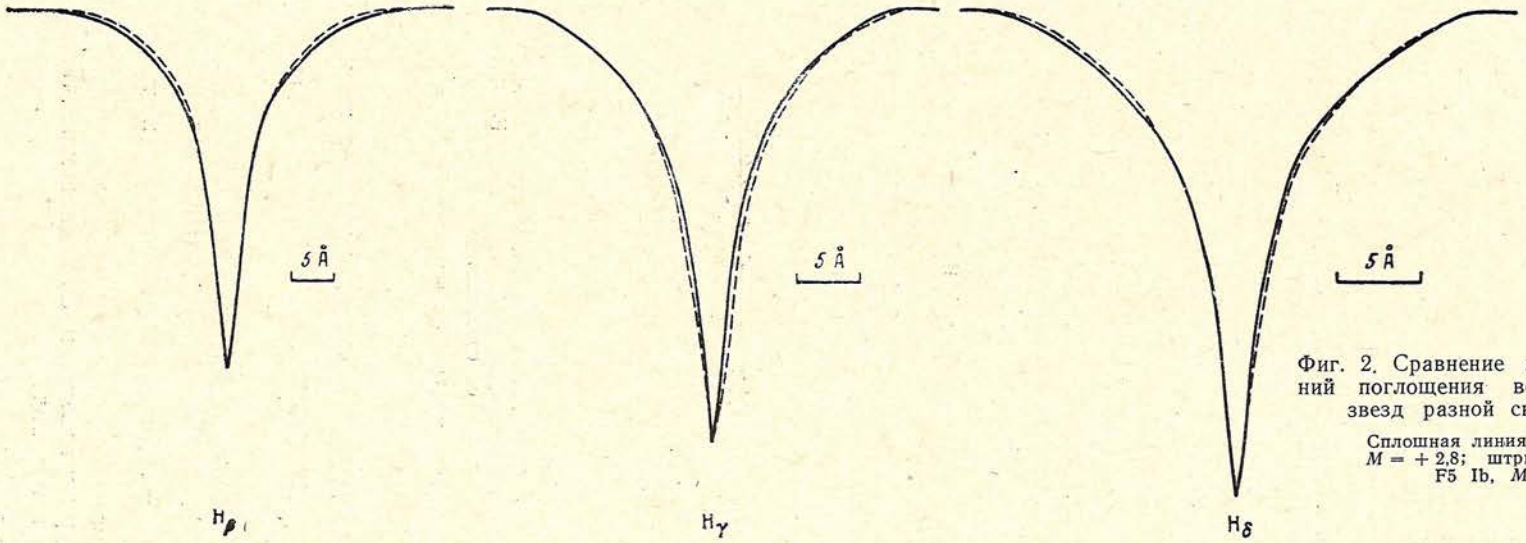
Таблица 2 (окончание)

Звезда	λ	Δλ												
		0	0,5	1,5	3	5	7,5	10	12,5	15	17,5	20	25	30
19 Dra	H_β	0,36	0,40	0,54	0,73	0,82	0,89	0,92	0,95	0,97	0,98	0,99	1,00	
	H_γ	0,27	0,35	0,57	0,74	0,85	0,91	0,95	0,97	0,99	1,00	—	—	
	H_δ	0,24	0,39	0,54	0,70	0,81	0,89	0,94	0,99	1,00	—	—	—	
χ Dra	H_β	0,42	0,48	0,64	0,76	0,85	0,92	0,95	0,98	1,00				
	H_γ	0,38	0,44	0,66	0,80	0,88	0,94	0,98	1,00	—				
	H_δ	0,35	0,47	0,65	0,76	0,86	0,93	0,97	0,99	1,00				
	H_ζ													
	H_η	0,25	0,48	0,64	0,74	0,83	0,92	0,97	1,00	—				
36 UMa	H_β	0,44	0,49	0,65	0,78	0,85	0,91	0,95	0,97	0,99	1,00			
	H_γ	0,38	0,41	0,55	0,74	0,85	0,92	0,97	0,99	1,00	—			
	H_δ	0,40	0,45	0,56	0,73	0,84	0,90	0,94	0,97	0,99	1,00			
	H_ζ	0,40	0,44	0,58	0,70	0,81	0,89	0,95	0,99	1,00	—			
	H_η	0,41	0,45	0,54	0,66	0,79	0,93	0,99	1,00	—	—			

цисс — светимости соответствующих звезд. При рассмотрении этого рисунка нужно помнить, что эквивалентные ширины водородных линий зависят от спектрального класса. Легко видеть, что для звезд одного и того же спектрального класса они остаются практически постоянными при изменении светимости на 5—6 величин. С первого взгляда такое совпадение контуров линий поглощения водорода для звезд сверхгигантов и карликов кажется непонятным, поскольку электронные плотности в атмосферах рассматриваемых звезд меняются больше, чем на порядок, как было установлено автором ранее [3]. Известно, что если рассмотреть контуры линий поглощения водорода А-звезд, различающихся по абсолютной величине также на 5—8 величин и в атмосферах которых электронные давления также различны, то можно заметить, что для звезд сверхгигантов А контуры примерно в 4 раза у́же, чем для карликов. На основе этого можно было ожидать, что в спектральном классе F контуры водородных линий в атмосферах сверхгигантов также окажутся более узкими в атмосферах сверхгигантов, чем карликов. Однако наблюдения этого не показали.

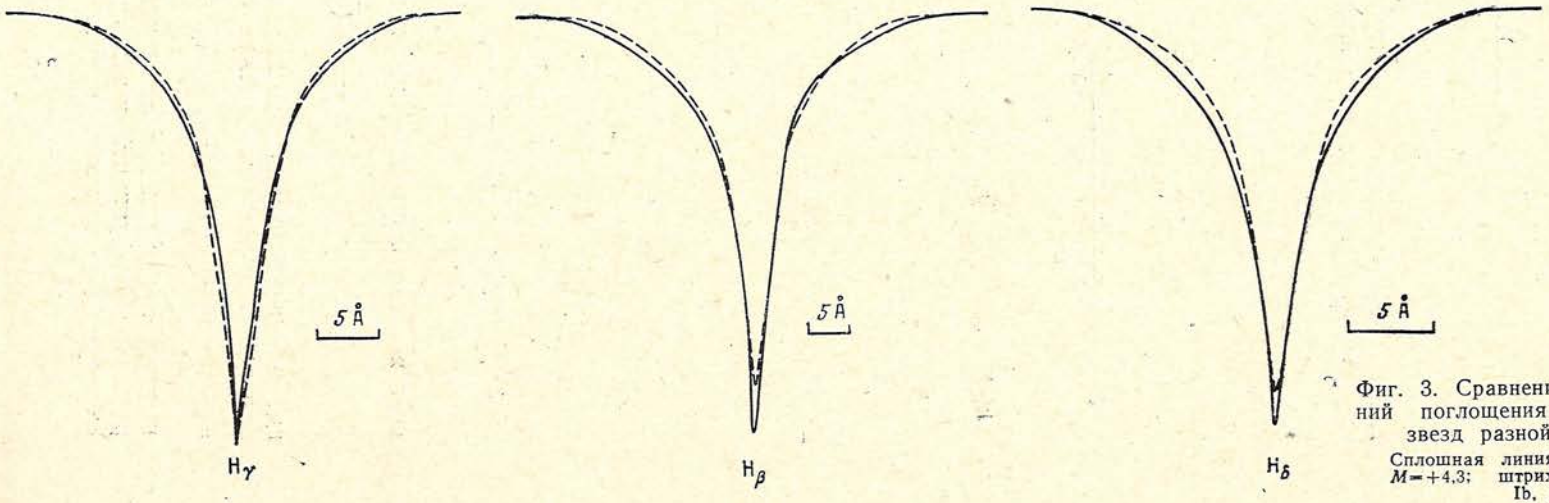
Механизмом уширения линий, который действует в крыле линии и который не зависит от плотности, является затухание вследствие излучения. Однако простые расчеты показывают, что при наблюдаемых электронных плотностях $n_e = 10^{12}$—10^{13} $см^{-3}$ и эффективных температурах $\theta_э = 0{,}80$—$0{,}90$ значение коэффициента затухания вследствие излучения очень мало в сравнении со штарк-эффектом. Поэтому допустить, что контуры линий поглощения водорода расширены из-за затухания вследствие излучения в атмосферах звезд-сверхгигантов в большей степени, чем в атмосферах звезд-карликов, нельзя. Таким образом, следует считать, что в атмосферах звезд спектральных классов F5—F8 водородные линии расширены в основном межмолекулярным штарк-эффектом.

Можно предложить следующее объяснение отсутствия различий в наблюдаемых контурах линий поглощения водорода звезд-гигантов и карликов спектральных классов F5—F8.



Фиг. 2. Сравнение контуров линий поглощения водорода для звезд разной светимости

Сплошная линия — α CMi F5 V. $M = +2{,}8$; штриховая — α Per F5 Ib, $M = -2{,}2$



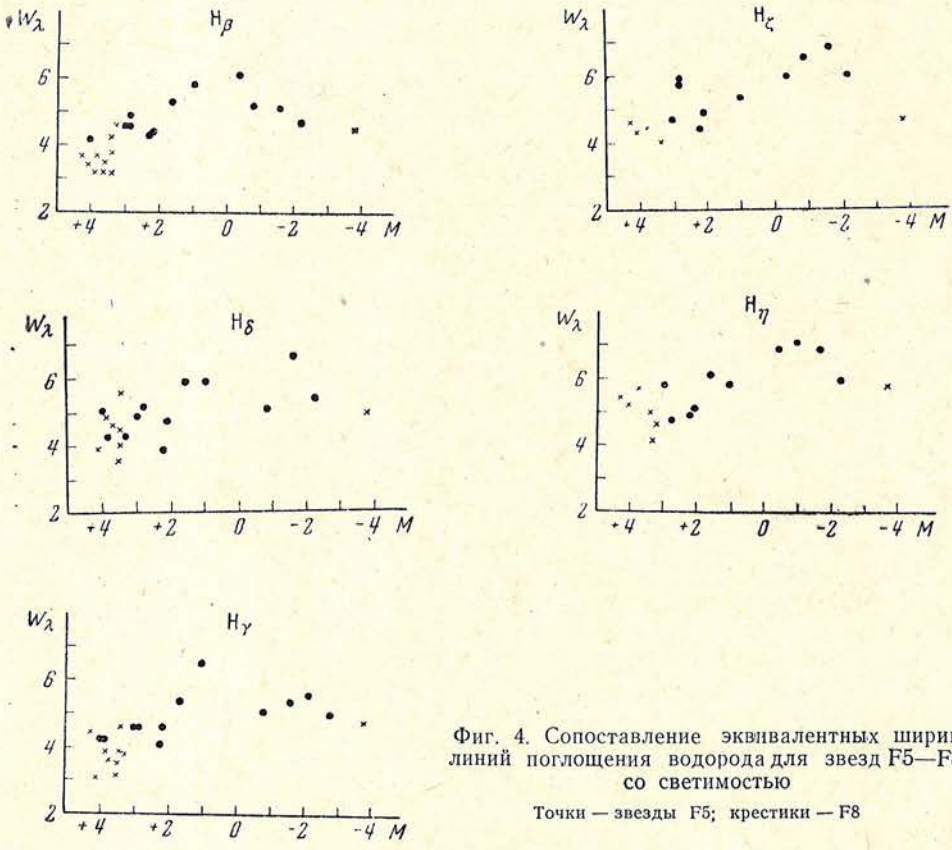
Фиг. 3. Сравнение контуров линий поглощения водорода для звезд разной светимости

Сплошная линия — 36 UMa F8 V. $M = +4{,}3$; штриховая — γ Cyg F8 Ib, $M = -3{,}8$

Остаточная интенсивность в линии, а следовательно, и контур линии в случае приближенной модели атмосферы Милна-Эддингтона будет определяться следующей формулой, согласно [5]:

$$r_\nu = \frac{b_\nu + a_\nu q_\nu}{b_\nu + a_\nu \sqrt{3}} \cdot \frac{1 + \frac{2}{3}\sqrt{3}}{1 + \eta_\nu + \frac{2}{3} q_\nu}, \tag{1}$$

где a_ν и b_ν — постоянные разложения планковской функции по оптической глубине, которые зависят главным образом от температуры и практически



Фиг. 4. Сопоставление эквивалентных ширин линий поглощения водорода для звезд F5—F8 со светимостью

Точки — звезды F5; крестики — F8

не зависят от электронной плотности. Величина q_ν определяется равенством

$$q_\nu = \sqrt{3(1 + \eta_\nu)(1 + \varepsilon\eta_\nu)}, \tag{2}$$

где ε_ν — доля процессов истинного поглощения в образовании линии. Эта величина определяется в основном структурой атомных уровней и температурой излучения. Величина $\eta_\nu = \frac{k_\nu}{\varkappa_\nu}$ — отношение коэффициента поглощения в линии к коэффициенту непрерывного поглощения, вообще говоря, является функцией и температуры и плотности. Это отношение для атмосфер F-звезд можно записать в явном виде.

В атмосферах F-звезд ($T_e = 6000°$, $P_e = 3$) лишь ничтожное количество атомов водорода находится в возбужденном состоянии $\left(\frac{n_3}{n_1} \sim 10^{-8}\right)$. Это приводит к тому, что поглощением в районе 4000 Å нейтральными атомами водорода можно пренебречь и коэффициент непрерывного поглощения здесь будет определяться в основном отрицательными ионами водорода [6]. В этом случае коэффициент непрерывного поглощения, рассчитанный на 1*г*, будет равен [7]

$$\varkappa_\nu = \alpha_\nu (\mathrm{H}^-) \frac{P_e}{\mu_0 m_\mathrm{H}}, \tag{3}$$

где $\alpha_\nu (\mathrm{H}^-)$ — коэффициент поглощения отрицательными ионами, рассчитанный на один нейтральный атом водорода и $P_e = 1$ *бар*. Этот коэффициент был табулирован Чандрасекаром [8] и является функцией только температуры; μ_0 — средний атомный вес.

Коэффициент поглощения в линии на некотором расстоянии от центра определяется штарк-эффектом и равен (на один поглощающий атом)

$$s_\nu = CF_0^{3/2} \frac{1}{\Delta\lambda^{5/2}} = \frac{321CP_e}{T\Delta\lambda^{5/2}}, \tag{4}$$

где C — постоянная штарк-эффекта; $F_0 = 2{,}61 n_e^{2/3}$ — «нормальная» сила поля; $\Delta\lambda$ — расстояние от центра линии.

В расчете на 1 *г* коэффициент поглощения в линии будет равен

$$k_\nu = \frac{1}{\mu_0 m_\mathrm{H}} \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{\varepsilon_{12}}{kT}} s_\nu = \frac{321C}{\mu_0 m_\mathrm{H}} \cdot \frac{P_e}{T} \frac{g_2}{g_1} \frac{e^{-\frac{\varepsilon_{12}}{kT}}}{\Delta\lambda^{5/2}}. \tag{5}$$

Здесь мы пренебрегли ионами водорода, поскольку в атмосферах F-звезд $\frac{n^+}{n} \approx 10^{-2}$.

На основании (3) и (5) можно записать

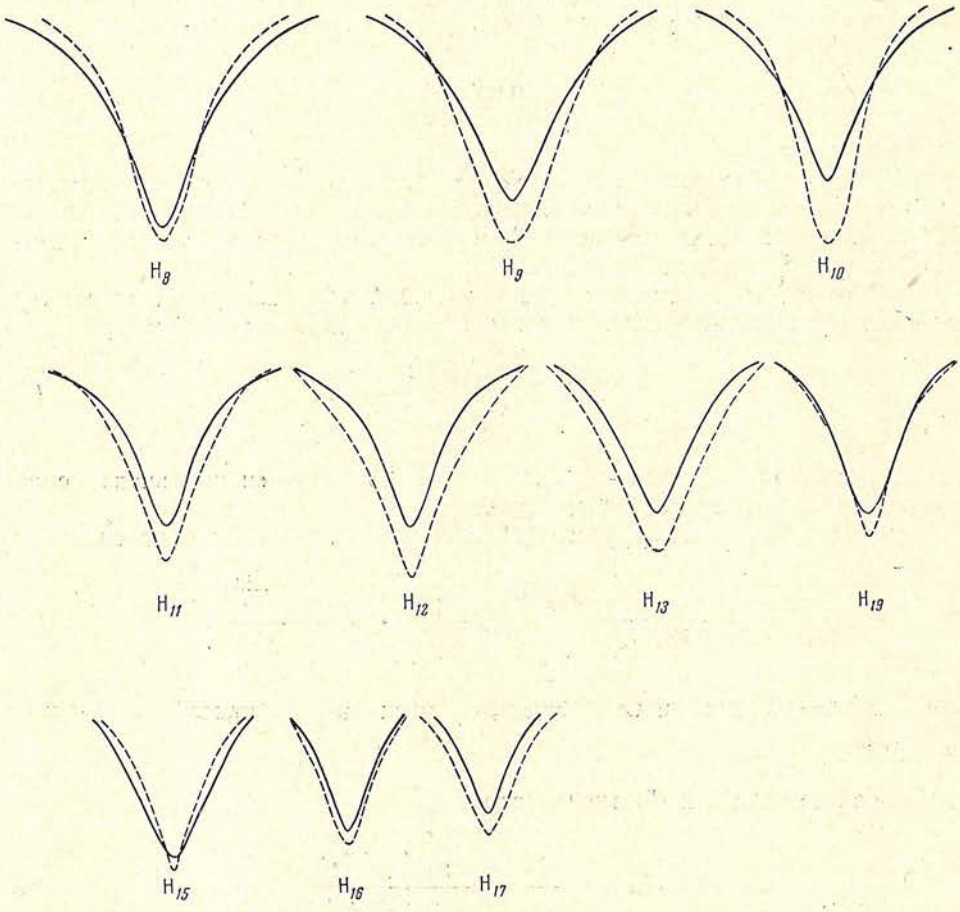
$$\eta_\nu (\Delta\lambda) = \frac{k_\nu}{\varkappa_\nu} = \frac{321Cg_2 e^{-\frac{\varepsilon_{12}}{kT}}}{\alpha (\mathrm{H}^-) T g_1 \Delta\lambda^{5/2}}, \tag{6}$$

т. е. $\eta_\nu (\Delta\lambda)$ — зависит только от температуры. Учитывая сказанное выше о величинах a_ν, b_ν, ε_ν, мы можем сделать заключение, что величина r_ν, а следовательно, и контур водородной линии в спектрах F-звезд не будут зависеть от электронной плотности, и значит от светимости.

Физический смысл этого заключается в следующем. При уменьшении электронной плотности коэффициент непрерывного поглощения убывает и атмосфера звезды становится более прозрачной и ее можно просматривать глубже. И поскольку температура почти не меняется, число поглощающих атомов на луче зрения возрастает и компенсирует уменьшение коэффициента поглощения в крыле линии, происходящей из-за уменьшения электронной плотности.

Для более слабых водородных линий (H_{10}—H_{16}), которые не сильно насыщены, бóльшая прозрачность атмосферы сверхгиганта в сравнении с атмосферой карлика, а следовательно, и большее число поглощающих атомов водорода на луче зрения, приведут к тому, что остаточная интенсивность в центре линии будет меньше в спектрах сверх-

гигантов. Это подтверждается наблюдениями. В качестве примера на фиг. 5 дано сравнение контуров линий H_8—H_{16} в спектрах звезд α CMi и α Per. Из рассмотрения этого рисунка видно, что для звезды сверхгиганта α Per остаточные интенсивности для контуров линий поглощения далеких членов бальмеровской серии меньше, чем для звезды карлика. В случае бо́льшей прозрачности атмосферы должны оказаться



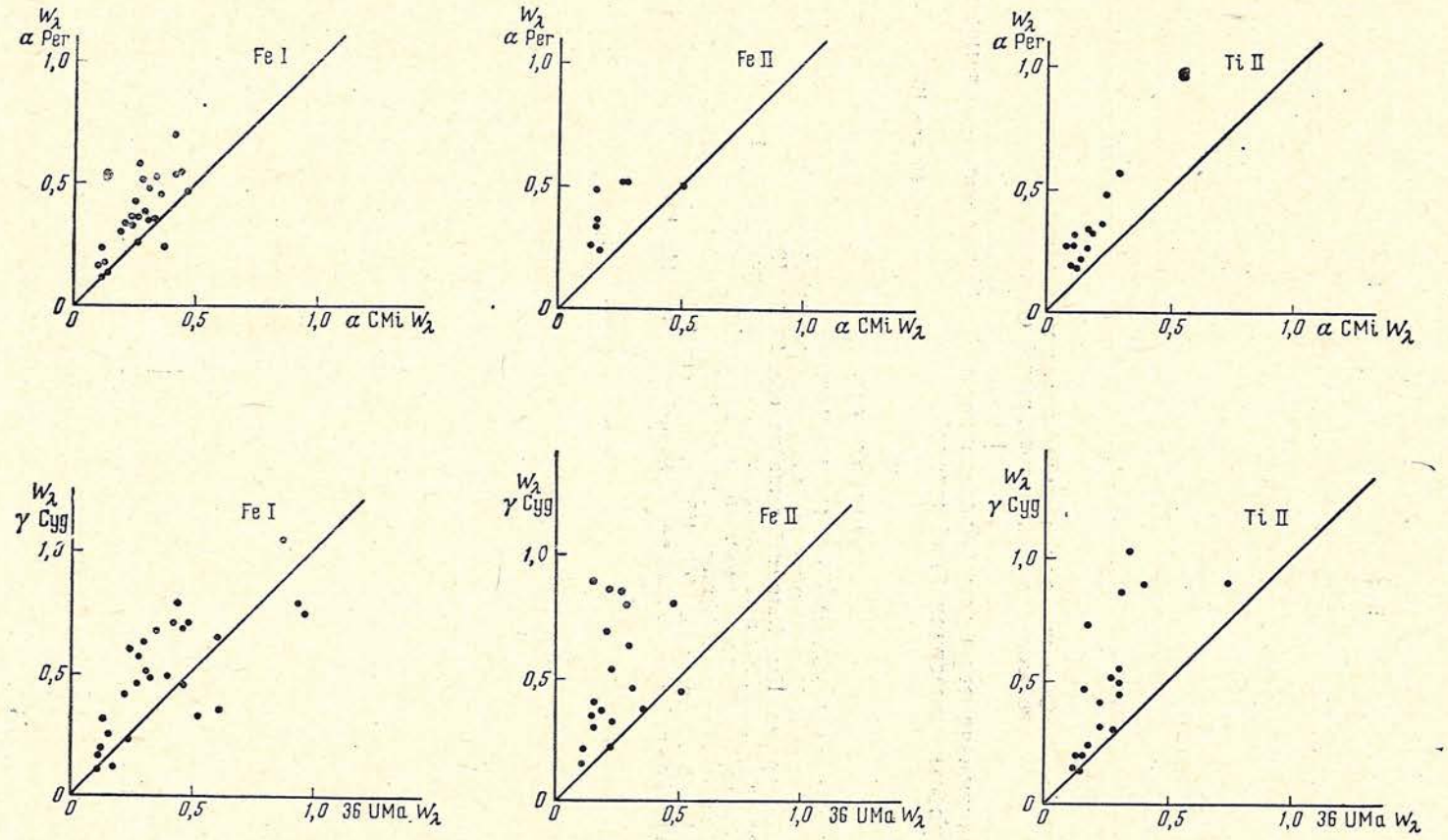
Фиг. 5. Сравнение контуров линий поглощения далеких членов бальмеровской серии для звезд разной светимости

Сплошная линия — α — CMi F5 V, $M = +2{,}8$; штриховая — α Per F5 Ib, $M = 2{,}2$

усиленными и другие линии металлов, что и наблюдается. Это видно на фиг. 6, где по оси абсцисс отложены эквивалентные ширины линий поглощения металлов для звезд малой светимости, а по оси ординат — то же для звезд большой светимости.

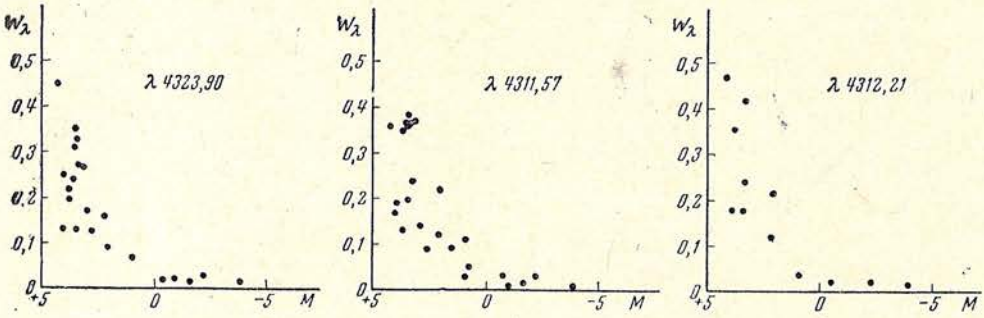
Тот факт, что контуры линий поглощения водорода для звезд-гигантов и карликов совпадают, говорит, что водородные линии в спектральном интервале F5—F8 оказываются недостаточно чувствительными к электронной плотности и поэтому к определению электронной плотности по известной формуле Унзольда нужно относиться с осторожностью.

По этой же причине водородные линии оказываются не чувствительными к эффектам светимости. В качестве лучшего критерия для определения светимости звезд в спектральном интервале F5—F8 могут



Фиг. 6. Сравнение эквивалентных ширин линий поглощения металлов для звезд разной светимости

быть предложены молекулярные полосы CH, рассмотренные ранее [3]. На фиг. 7 показаны зависимости эквивалентных ширин W полос CH λλ 4323,90; 4311,57; 4312,21 от светимости для всех рассматриваемых звезд.



Фиг. 7. Сравнение эквивалентных ширин молекулярных полос поглощения CH для звезд разной светимости

В заключение выражаю благодарность Т. М. Барташ за помощь при обработке материала наблюдений.

15 мая 1962 г.

Литература

1. J. L. Greenstein. Astrophys. J., **107**, 151, 1948.
2. М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., **24**, 115, 1960.
3. М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., **28**, 94, 1962.
4. P. Keenan, W. W. Morgan. Astrophysics, ed. J. H. Hynek. N. Y., 1951.
5. Э. Р. Мустель. Звездные атмосферы. Физматгиз, 1960.
6. E. Böhm-Vitense. Z. Astrophys., **28**, 81, 1951.
7. Л. Х. Аллер. Астрофизика, ИЛ, 1955, часть I, стр. 211.
8. S. Chandrasekhar, F. H. Breen. Astrophys. J., **104**, 442, 1946.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ε ВОЗНИЧЕГО ВО ВРЕМЯ ЗАТМЕНИЯ 1955—1957 гг.

И. М. Копылов, Р. Н. Кумайгородская

На основании 16 спектрограмм ε Возничего, полученных в период с марта 1955 г. по март 1958 г., проведено изучение физических условий в атмосфере F-компоненты этой системы и сделана попытка оценить влияние затмевающей оболочки на изменение спектра ε Возничего во время затмения.

Изучено изменение с фазой центральных глубин некоторых линий в спектре ε Возничего, турбулентных скоростей, температур возбуждения и ионизации, электронных давлений в атмосфере F-компоненты. Сделан вывод, что физические условия в атмосфере F-компоненты претерпевают большие изменения, проявляющиеся в колебаниях блеска и спектра ε Возничего как во время затмения, так и вне его.

Влияние оболочки на спектр ε Возничего, полученный нами с умеренной дисперсией, сравнительно мало.

A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF ε AUR DURING THE 1955—1957 ECLIPSE, by *I. M. Kopylov, R. N. Kumaigorodskaya.*— The 16 spectrograms of ε Aur, which were obtained during March 1955— March 1958, have been used for a study of the physical conditions in the atmosphere of the F component of this system. An attempt was made to estimate the influence of the eclipsing envelope on variations of the spectrum of ε Aur during an eclipse.

The following were studied: the variations of the central depths of some lines in the spectrum with phase, the turbulent velocities, the excitation and ionization temperatures and the electron pressure in the atmosphere of the F component. It is concluded that the physical conditions in the atmosphere of the F component undergo great changes, which are evidenced in variations of the brightness and the spectrum of ε Aur during an eclipse and also non-eclipse.

The influence of the envelope on the spectrum of ε Aur, found by the authors using moderate dispersion, is comparatively small.

Введение

ε Возничего — одна из тех затменно-двойных звезд, которые издавна привлекают внимание наблюдателей необычностью своих характеристик.

Период этой затменно-двойной звезды составляет 27 лет. Одной из компонент этой замечательной двойной системы является сверхгигант класса F2 Ia с нестационарной атмосферой (хорошо установлена переменность некоторых его фотометрических и спектральных характеристик и вне затмения). Однако из-за весьма сложной картины затмения до настоящего времени еще не существует определенного представления о природе второй невидимой компоненты, несмотря на то, что изучению этой системы в последние два затмения (1927—1929 гг. и 1955—1957 гг.) и в периоды между затмениями посвящено уже несколько десятков исследований.

Краткое изложение истории изучения ε Возничего, начиная с 1927 г., описание предложенных в разное время моделей и обсуждение общих свойств этой системы и в особенности свойств вторичной компоненты можно найти в последней работе М. Хак [1].

Значительная неполнота и неопределенность наших сведений о природе этой двойной звезды послужили причиной того, что во время затмения 1955—1957 гг. были организованы комплексные (фотометрические и спектроскопические) наблюдения этой звезды по международной программе. Спектроскопический материал, обсуждение которого проводится ниже, был получен в соответствии с этой программой. Поскольку спектрограммы получались нами со сравнительно невысокой дисперсией (23,4 Å/*мм* у H_γ) и это не позволяло нам изучить детально свойства вторичной компоненты, мы уделили основное внимание изучению физических характеристик компоненты F2 Ia, определяя их перед затмением, во время него и некоторое время спустя. Мы также попытались косвенно оценить общие свойства второй компоненты из сравнения спектров ε Возничего в период затмения и вне его.

Перечислим кратко те сведения об основных свойствах компоненты F2 Ia, которые еще требуют дальнейшего подтверждения или уточнения.

1. Было обнаружено [2 — 5], что в протяженных атмосферах сверхгигантов, в том числе и в атмосфере F-компоненты ε Возничего существует связь между величиной скорости микротурбулентности, определяемой по кривой роста, и потенциалом возбуждения ε для тех линий, по которым определялась турбулентная скорость (v_t) — v_t уменьшается с ростом ε_i. Это есть следствие уменьшения v_t с глубиной в атмосфере. В частности, для F-сверхгиганта в системе ε Возничего турбулентная скорость, определяемая по линиям с малым потенциалом возбуждения, достигает 24 — 26 *км/сек*, а для линий с большими потенциалами возбуждения составляет всего лишь несколько *км/сек*. Однако в одной из работ М. Хак [6] нашла увеличение v_t с ростом ε_i для атмосферы F-компоненты, причем для всех ε_i скорости не превосходят 10 *км/сек*. Представляется поэтому интересным еще раз определить v_t для различных элементов в атмосфере F-компоненты ε Возничего, изучить форму зависимости v_t от ε_i так, как это было сделано, в частности, в [5], и оценить верхний и нижний пределы микротурбулентных скоростей, определяемых по различным элементам, в атмосфере этого сверхгиганта. Интересно было также попытаться обнаружить возможные изменения со временем величин v_t, найденных по кривой роста, для различных элементов как вне затмения, так и во время него. Эта попытка представляется чрезвычайно важной, если учесть то обстоятельство, что М. Хак [6] обнаружила по спектральным изменениям F-компоненты вне затмения лишь переменность со временем скорости макротурбулентности, получаемой по контурам линий. Скорость же микротурбулентности остается, согласно М. Хак, практически неизменной.

2. Во время затмения вследствие наложения линий оболочки (невидимой компоненты) на спектр компоненты F мы можем ожидать усиления линий в спектре ε Возничего. Однако из-за больших различий физических условий в атмосфере F-компоненты и в оболочке такое усиление будет различным для разных линий в зависимости от свойств атомов. Такое усиление интенсивности линий различных элементов в спектре ε Возничего во время затмения рассмотрено в [6] и [7]. Было показано, что эти изменения интенсивностей линий можно качественно объяснить, предполагая, что физические условия в оболочке характеризуются меньшим электронным давлением, меньшим возбуждением, а также значительной дилюцией излучения. Таким образом, во время затмения относительное усиление линий с малыми потенциалами воз-

буждения должно быть существенно больше, чем усиление линий с высокими потенциалами. Однако изменения линий некоторых элементов плохо согласуются с такими предположениями. Это заставляет думать, что картина в действительности значительно сложнее, тем более, что и компонента F показывает заметные изменения физических свойств своей атмосферы, которые еще недостаточно изучены. Другими словами, мы еще не имеем определенного ответа на вопрос о том, какие изменения в блеске и спектре ε Возничего во время затмения обусловлены собственно процессом затмения, а не изменениями характеристик атмосферы F-компоненты, происходящими как во время затмения, так и вне его.

Этот вопрос может быть изучен как по сопоставлению W_λ и глубин линий поглощения (в частности, линий водорода) в затмении и вне затмения, так и по сравнению параметров, полученных из кривых роста.

3. Недостаточно хорошо изучены физические свойства атмосферы F-компоненты, такие как электронное давление, температуры ионизации и возбуждения. Мы еще не имеем практически никаких сведений о том, в какой мере переменность блеска сверхгигантов сопровождается или вызвана изменением физических параметров внешних слоев атмосферы, таких как $\lg P_e$, T и v_t.

Можно было бы назвать еще целый ряд неясных или плохо изученных вопросов, касающихся характера переменности F-компоненты ε Возничего, а также структуры и физических условий оболочки невидимой компоненты.

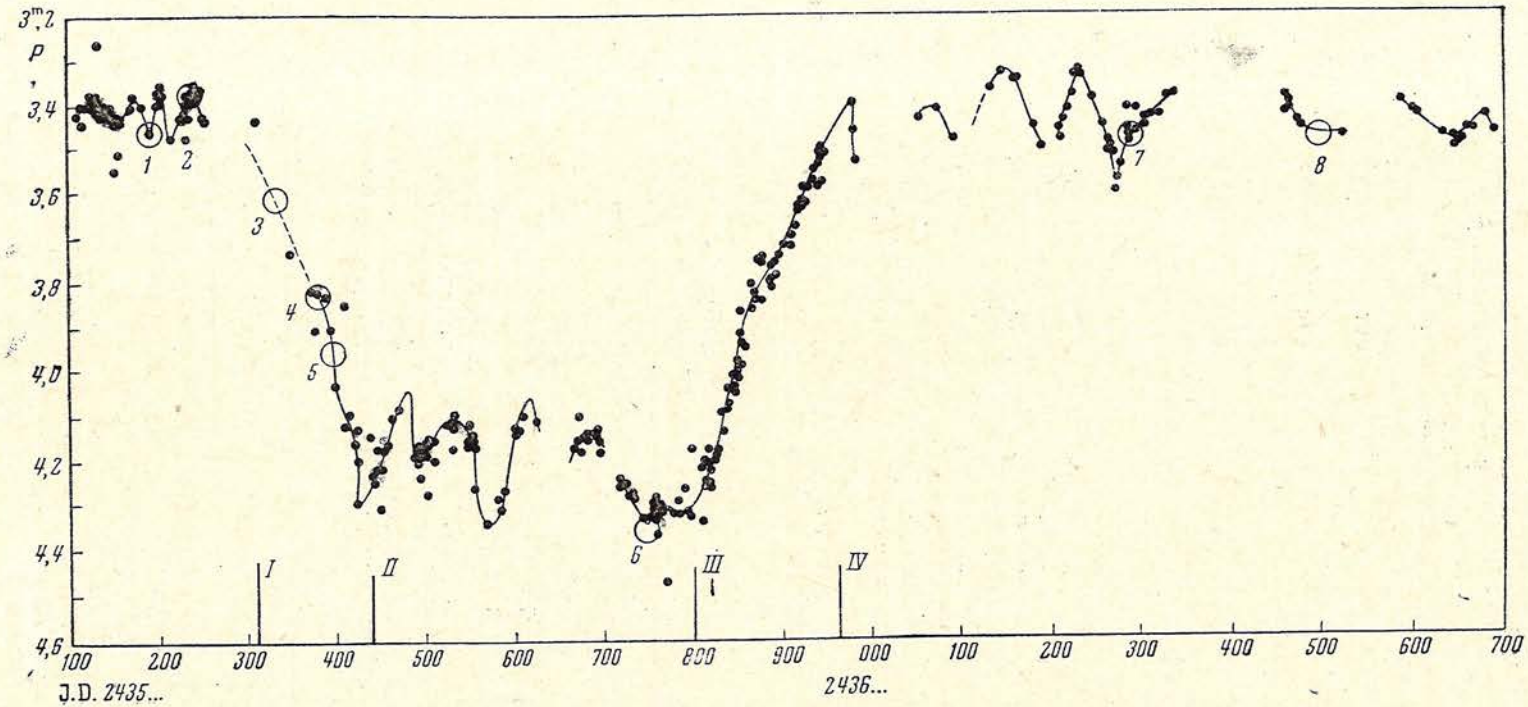
Мы предприняли попытку на основании нашего материала наблюдений изучить некоторые из перечисленных выше вопросов.

§ 1. Наблюдения

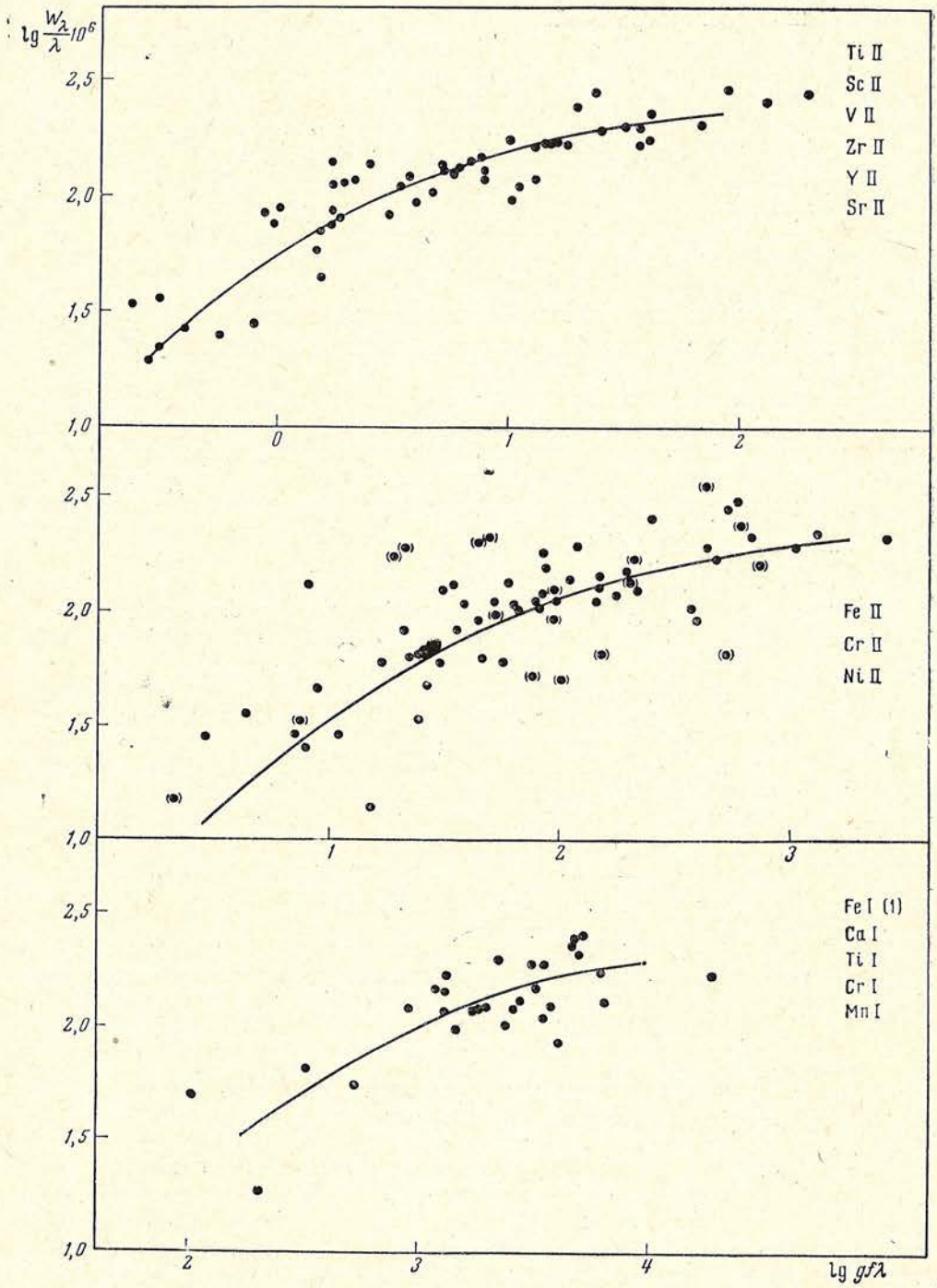
ε Возничего фотографировалась во время затмения в 1955—1957 гг. на 122-*см* рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории. Всего для различных дат было получено 16 спектрограмм в спектральной области λλ 5000—3850 Å (дисперсия 23,4 Å/*мм* у H_γ) на пластинках Илфорд Зенит при помощи однопризменного спектрографа. Ширина щели спектрографа бралась равной 0,05 *мм*, что соответствовало на пластинке 0,04 *мм*. Спектры расширялись до 0,8 *мм*. Данные о материале наблюдений приведены в табл. 1. В первом и втором столбцах приведены юлианские дни и календарные даты наблюдений, в третьем — продолжительность экспозиций, в четвертом — число полученных и обработанных спектрограмм для каждой даты. В пятом столбце указаны номера групп, которые получились в результате объединения

Таблица 1

J. D.	Дата	Экспозиция	*n*	Группа
2435 189	22.III 1955 г.	40^m, 1^h05^m	2	1
191	24.III	1^h, 1^h10^m, 1^h35^m	3	
236	8.V	1^h20^m	1	2
333	13.VIII	45^m	1	3
379	28.IX	1^h20^m	1	4
392	11.X	1^h30^m, 1^h10^m	2	5
399	18.X	1^h45^m, 30^m, 30^m	3	
745	28.IX 1956 г.	1^h40^m	1	6
2436 288	26.III 1958 г.	$1^h30^m2^h25^m$	2	7



Фиг. 1. Сводная кривая блеска ε Возничего во время затмения 1955—1957 гг.



Фиг. 2. Образцы кривых роста для групп Ti II, Fe II и Fe I (1) для седьмой «даты» наблюдений

близких дат наблюдения с учетом их расположения на кривой блеска. В дальнейшем они рассматриваются как «даты» наблюдений. Таких «дат» получилось семь.

Надо отметить, однако, что некоторые из этих «дат» представлены только одной спектрограммой.

Сводная кривая блеска ε Возничего, полученная во время затмения в 1955—1958 гг. (J. D. 2435100—2436690), представлена на фиг. 1. При построении сводной кривой блеска за основу были взяты фотоэлектрические наблюдения изменения блеска ε Возничего в системе *P*, выполненные Г. Ларссоном-Леандером [8], [9]. К этой системе были приведены фотоэлектрические наблюдения Т. Видорна [10], Л. Фредрика [11] и Г. Тиссена [12].

Фотометрическая обработка спектрограмм проведена при помощи регистрирующего микрофотометра типа Молля. Регистрограммы получались с увеличением 50. Для всех линий, пригодных для измерения, обычным способом определены эквивалентные ширины W_λ. Эквивалентные ширины блендированных линий найдены способом, изложенным в [5].

Для количественного анализа физических условий в системе ε Возничего был использован метод кривых роста. Будучи сверхгигантом спектрального типа F2 Ia, ε Возничего имеет спектр, достаточно богатый линиями атомов и ионов различных элементов. Это дало возможность построить для каждой даты наблюдений 4—5 кривых роста, учитывая потенциалы возбуждения уровней, с которых возникают линии различных элементов.

Кривые роста построены для следующих групп элементов.

1. Fe I(1), Ca I, Ti I, Cr I. В этой кривой роста преобладающим элементом является Fe I(1). Потенциалы ε_i используемых линий от 0 до 2,0 *эв*.

2. Fe I(2) (для линий с ε_i от 2,17 до 3,85 *эв*), Mn I, Mg I. Преобладающим элементом здесь также является Fe I. Потенциалы возбуждения — от 2,1 до 4,3 *эв*.

3. Ti II, Sc II, V II, Zr II. Преобладает Ti II. Линии всех этих ионов имеют малые потенциалы возбуждения — от 0,3 до 2,1 *эв*.

4. Fe II, Cr II, Ni II, где преобладает Fe II. ε_i от 2,3 до 6 *эв*.

5. Mg II, Si II, ε_i от 6,7 до 11,5 *эв*. Кривые роста для Mg II, Si II получились неуверенными из-за очень малого числа линий в мультиплетах этих элементов. Для некоторых дат кривые роста по этим элементам совсем нельзя было построить.

На фиг. 2 представлены кривые роста для «даты» 7 для групп Ti II, Fe II, Fe I(1). Сплошная линия представляет теоретическую кривую роста, которая была взята для однородной модели атмосферы и рассчитана К. Хунгером [13] для случая истинного поглощения.

§ 2. Определение турбулентных скоростей и температур возбуждения и ионизации

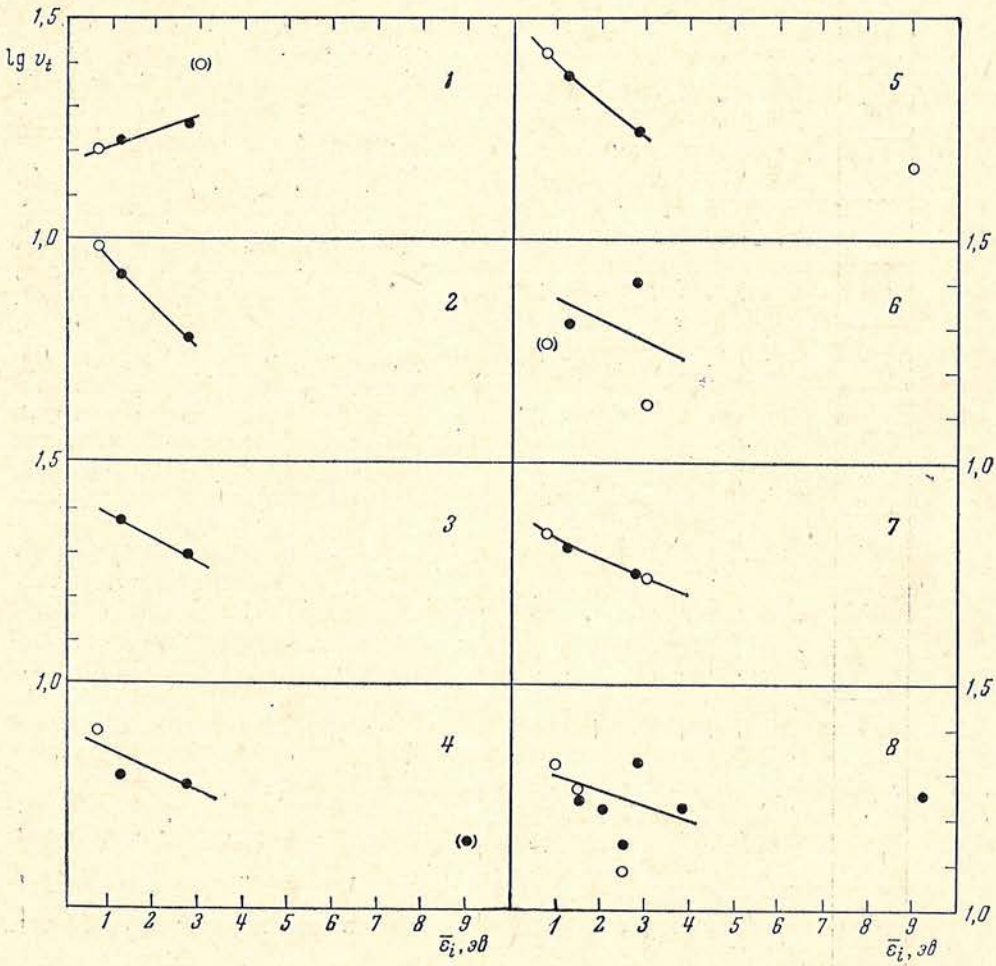
Для каждой группы спектрограмм по совмещению теоретической и эмпирической кривых роста были определены турбулентные скорости v_t. Наиболее надежные величины v_t найдены по кривым роста для Fe II и Ti II, а для некоторых дат также и по Fe I (1). Для групп 4 и 5 удалось оценить v_t по линиям Mg II и Si II. Результаты определения $\lg v_t$ по различным элементам для каждой даты представлены в табл. 2. В этой же таблице даются максимальные глубины линий R_c, используемые при нахождении логарифма скорости микротурбулентности $\lg v_t$. В последнем столбце приведены аналогичные результаты, полученные

Таблица 2

Группа спектрограмм		1	2	3	4	5	6	7	8
R_c		0,77	0,77:	0,95	0,95	0,93	0,93	0,81	0,79
Элемент	$\overline{\varepsilon}_i$	$\lg v_t$							
Fe II	2,75	1,27	1,29	1,30	1,28	1,25	1,41	1,27	1,33
Ti II	1,25	1,23	1,43	1,38	1,30	1,38	1,32	1,32	1,25
Fe I (1)	0,75	1,21	(1,5)	—	1,40	1,43	1,27	1,35	1,33
Fe I (2)	3,0	1,40:	—	—	—	—	1,13	1,25:	1,09
Mg II , Si II	9,0	—	—	—	1,16	1,17	—	—	1,26

для ε Возничего в [5]. В дальнейшем результаты, полученные в [5] и относящиеся к 12 октября 1958 г., условно считались группой 8 («датой»).

На фиг. 3 для каждой группы спектрограмм (в том числе и для 8) представлена зависимость $\lg v_t$ от среднего потенциала возбуждения $\overline{\varepsilon}_i$



Фиг. 3. Зависимость $\lg v_t$ от $\overline{\varepsilon}_i$ для всех наших «дат» (см. верхний угол справа для каждого графика).

Светлые кружки относятся к нейтральным атомам, темные — к ионизованным

Таблица 3

Ион	θ_{ex}	$\bar{\varepsilon}_i$	Вес	θ_{ex}	$\bar{\varepsilon}_i$	Вес	θ_i	ε_i	Вес	θ_{ex}	$\bar{\varepsilon}_i$	Вес	θ_{ex}	$\bar{\varepsilon}_i$	Вес	θ_{ex}	$\bar{\varepsilon}_i$	Вес	θ_{ex}	$\bar{\varepsilon}_i$	Вес	θ_{ex}	$\bar{\varepsilon}_i$	Вес
Fe II	0,70	5,25	3	0,66	5,25	3	0,66	5,00	2	0,74	5,25	3	0,73	5,25	3	0,75	5,25	2	0,71	4,90	1	0,68	5,50	3
Fe I (1)	1,06	0,95	2	1,09	0,80	0,5	—	—	—	1,01	0,80	3	0,87	0,85	3	0,94	0,80	2	0,92	2,20	3	1,07	1,00	2
Fe I (2)	0,93	3,00	3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,97	2,80	2	—	—	—	1,05	2,50	3
Cr II	0,66	4,85	3	—	—	—	—	—	—	0,70	5,15	3	0,72	5,15	3	0,65	5,15	2	0,74	5,15	2	0,81	5,20	3
Cr I	0,93	1,25	0,5	—	—	—	—	—	—	0,91	1,75	1	0,99	1,75	1	—	—	—	0,91	1,25	0,5	—	—	—
Sc II	1,16	0,80	1	—	—	—	1,06	0,45	1	0,92	1,00	1	—	—	—	—	—	—	1,01	0,80	2	—	—	—
Ti II	0,87	2,05	3	0,82	2,05	3	0,91	2,05	3	0,85	2,10	3	0,80	2,05	3	0,84	2,05	3	0,86	2,05	3	1,05	2,00	3
V II	1,08	1,70	2	—	—	—	—	—	—	0,77	1,75	1	0,91	1,10	2	—	—	—	1,00	1,75	0,5	—	—	—
Zr II	0,94	1,00	1	—	—	—	0,90	1,00	1	0,94	1,05	1	1,04	1,75	0,5	1,05	1,00	0,5	0,82	1,00	0,5	—	—	—
Y II	1,12	0,75	0,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,81	1,05	0,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Ca I	0,80	0,95	0,5	—	—	—	—	—	—	0,64	0,95	0,5	—	—	—	0,93	0,95	0,5	1,03	0,95	0,5	—	—	—
Si II	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,53	7,30	0,5	0,77	7,30	0,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—

тех линий, по которым определялась величина $\lg v_t$. Ход зависимости $\lg v_t$ от ε_i на графиках для большинства дат подобен и соответствует уменьшению турбулентной скорости с ростом потенциала возбуждения, т. е. уменьшению v_t с увеличением глубины в атмосфере. Величины v_t изменяются, по нашим определениям, в среднем от 25 *км/сек* для $\varepsilon_i \approx 0$ *эв* до 14—15 *км/сек* для $\varepsilon_i \approx 9$ *эв*. Отметим в связи с этим, что, согласно определениям К. Райта и Э. ван Дин [3], величины v_t, найденные по линиям Fe I, изменяются для этой звезды от 24 *км/сек* для $\varepsilon_i \approx 0{,}9$ *эв* до 1,7 *км/сек* для $\varepsilon_i > 3{,}0$ *эв*. Турбулентные скорости в самых внешних слоях атмосферы F-компоненты, по нашим определениям и определениям в [3], согласуются очень хорошо.

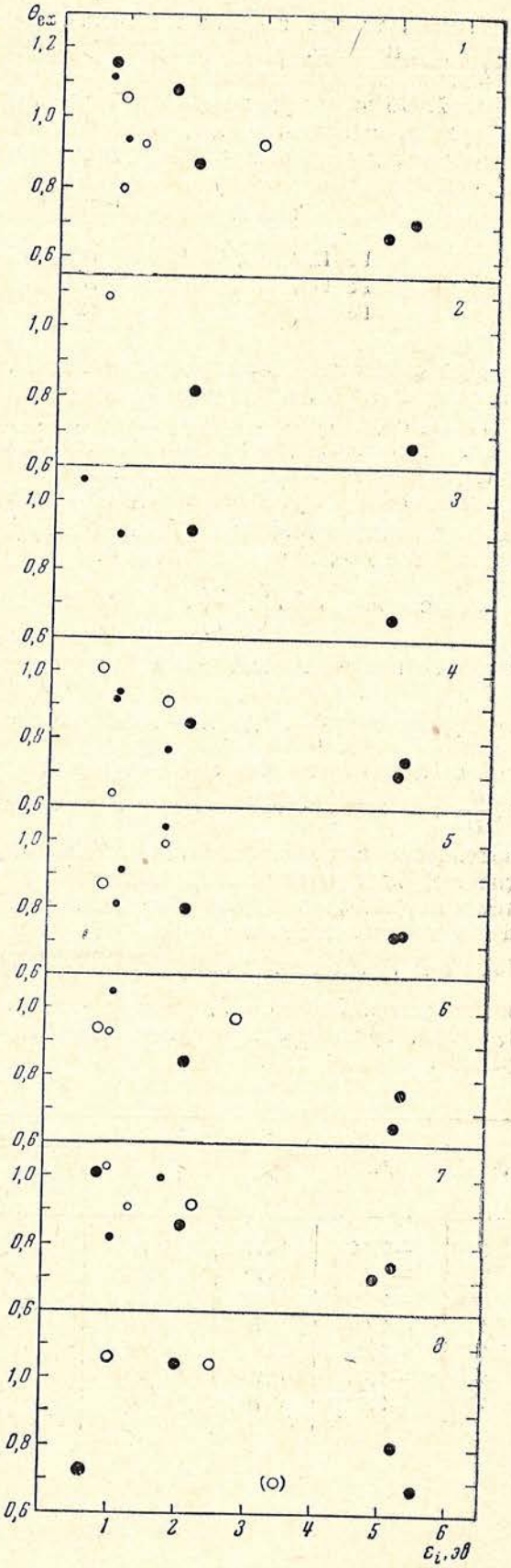
В. Аведисова [7] для двух дат — 23.III и 11.X 1955 г., соответствующих нашим группам 1 и 5, нашла из кривых роста, построенных по линиям Fe II, Ti II и Cr II величины v_t, равные 10,5 и 14,5 *км/сек* соответственно. М. Хак [6] для нескольких дат вне затмения также получены заметно меньшие величины v (от 5 до 10 *км/сек*), причем Хак нашла, что v_t растет от 4,8 *км/сек* для $\varepsilon^i = 0{,}6$ *эв* до 9,5 *км/сек* для $\varepsilon^i = 5{,}0$ *эв*. Этот результат находится в противоречии со всеми другими определениями v_t для данной звезды и, по-видимому, ошибочен.

Изменение величин v_t с фазой будет рассмотрено позднее (§ 4).

Температуры возбуждения определялись следующим образом. По известным значениям $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ из кривых роста определялись величины $\lg \frac{N_i f \lambda}{2R_c v_t \pi}$, затем с учетом $\lg gf\lambda$ и $\lg \frac{1}{2R_c v_t \pi}$ определялись $\lg \frac{N_i}{g_i}$

Для каждого элемента были построены зависимости $\lg \frac{N_i}{g_i}$ от потенциала возбуждения соответствующего уровня ε_i. Зависимости между этими величинами должны быть линейны, и наклон их позволяет определить $\theta_{ex} = 5040°/T_{ex}$, где T_{ex} — температура возбуждения. Эти зависимости дают также возможность определить числа атомов в основном состоянии, $\lg \frac{N_0}{g_0}$, получающиеся экстраполяцией прямых линий к $\varepsilon_i = 0$. θ_{ex} были определены для различных элементов по всем группам спектрограмм. Результаты приведены в табл. 3. Здесь $\bar{\varepsilon}_i$ означает средний потенциал возбуждения тех линий, по которым определялась θ_{ex}. Определениям θ_{ex} приписывались условные веса от 0,5 до 3 в зависимости от надежности определения. Весу 3 соответствует ошибка в определении θ_{ex} порядка 0,02; при весе 0,5 ошибка может доходить до $\pm$ 0,10.

Затем были построены зависимости θ_{ex} от ε_i. Эти зависимости приведены на фиг. 4. Размер кружков зависит от весов определений θ_{ex}, приведенных в табл. 3. Как видно из фиг. 4, с увеличением потенциала возбуждения элементов величины θ_{ex} уменьшаются, а следовательно, температуры возбуждения T_{ex} увеличиваются. Так как имеется прямая зависимость между потенциалами возбуждения линий и оптической глубиной тех слоев, где возникают



Фиг. 4. Зависимость θ_{ex} от $\bar{\varepsilon}_i$ для всех «дат» (см. верхний угол справа для каждого графика)

Светлые кружки относятся к нейтральным атомам, темные — к ионизованным. Размер кружков пропорционален весу определения θ_{ex}

эти линии, то эти зависимости показывают по существу ход θ_{ex} с глубиной в атмосфере.

Мы проследили также для различных элементов и изменения θ_{ex} с фазой. Об этом будет подробней сказано ниже в § 4.

Сравнение величин T_{ex}, определенных нами и другими авторами, показывает довольно хорошее согласие (см. ниже):

Элемент	Настоящая работа	[7]	[6]
Fe II, Cr II, Ti II	6600°	6300°	
Fe I (1)	5040		5600°
Fe I (2)	5200		

Для сравнения T_{ex}, определенных нами, с данными В. Аведисовой [7] мы усреднили T_{ex}, найденные по элементам Fe II, Cr II и Ti II, так как в [7] T_{ex} определены по этим элементам. Затем бралось среднее для дат 1 и 5. Здесь необходимо отметить, что такое объединение элементов не совсем правильно, так как использование линий Fe II и Cr II приводит к значительно отличающимся T_{ex} по сравнению с T_{ex} для Ti II. При сравнении с данными М. Хак [6] T_{ex} по Fe I (1) и Fe I (2) были усреднены для всех наших дат, включая и дату 8.

Зависимости типа $\left(\lg \frac{N_i}{g_i},\ \varepsilon_i\right)$ дают возможность определить числа атомов того или иного элемента в основном состоянии — величины $\lg \frac{N}{g}$, которые равны $\lg \frac{N}{U}$, где N — полное число атомов данного типа (в данной стадии ионизации), а U — сумма по состояниям. Наличие величин $\lg \frac{N}{U}$ для какого-либо элемента в двух соседних стадиях ионизации в совокупности с величинами k_λ (коэффициент поглощения в непрерывном спектре) дает возможность определить по формуле Саха ионизационные температуры (θ_i) и электронные давления ($\lg P_e$). При определении этих параметров мы следовали процедуре, описанной в [5]. Для трех элементов — Fe, Cr и Ti мы смогли определить $\lg \frac{N}{U}$ как для нейтральных атомов, так и для ионов. Значения k_λ были вычислены по R_c. Найденные значения θ_i и $\lg P_e$ приведены в табл. 4; величины θ_i и $\lg P_e$ по Fe наиболее уверенные.

Таблица 4

Группа	k_λ	Fe		Cr		Ti	
		θ_i	$\lg P_e$	θ_i	$\lg P_e$	θ_i	$\lg P_e$
1	—1,14	0,77	0,70	1,02	0,30	1,12	0,0
2	—1,14	0,79	0,80	1,06	0,20	—	—
3	—1,08	—	—	—	—	—	—
4	—1,08	0,76	0,70	1,02	0,30	1,86	0,77
5	—1,08	0,83	0,82	1,03	0,30	—	—
6	—1,08	0,78	0,82	1,13	(0,0)	—	—
7	—1,12	0,78	0,80	0,91	0,60	1,03	0,30

Мы видим, что по Fe, с одной стороны, и по Cr и Ti—с другой, получены очень различные значения θ_i и $\lg P_e$. Для всех дат по Fe имеем $\overline{\theta_i} = 0{,}78$ и $\overline{\lg P_e} = 0{,}77$, а по Cr и Ti в среднем $\overline{\theta_i} = 1{,}02$ и $\overline{\lg P_e} = 0{,}30$. Отсюда, по-видимому, можно заключить, что значения θ_i и $\lg P_e$, найденные по Fe, относятся к более глубоким слоям в атмосфере звезды, чем значения θ_i и $\lg P_e$, найденные по Cr и Ti. Заметим, что если интерпретировать полученное изменение P_e с θ_i как изменение с глубиной в атмосфере, то можно сделать вывод о большой протяженности атмосферы сверхгиганта F. Действительно, для атмосфер звезд, модели которых рассчитаны в предположении, что осуществляется гидростатическое и термодинамическое равновесия, оказывается, что градиент $\partial T/\partial \lg P_e$ меняется в пределах от 0,025 до 0,073 при изменении τ от 0,01 до $\tau \sim 1{,}0$ (см., например, [14]). Для атмосферы сверхгиганта этот градиент, найденный по данным табл. 4, составляет в среднем 0,335, т. е. примерно на порядок больше. Это может быть следствием крайне медленного изменения электронной плотности с глубиной в атмосфере, т. е. следствием большой протяженности атмосферы F-сверхгиганта.

Полученные значения θ_i в среднем хорошо согласуются с соответствующими значениями θ_{ex} в табл. 3.

Отметим, что для даты 8 определение средних θ_i и $\lg P_e$, проведенное в [5], дает значения 0,74 и 0,66 соответственно, т. е. несколько более высокую T_i при том же примерно значении $\lg P_e$.

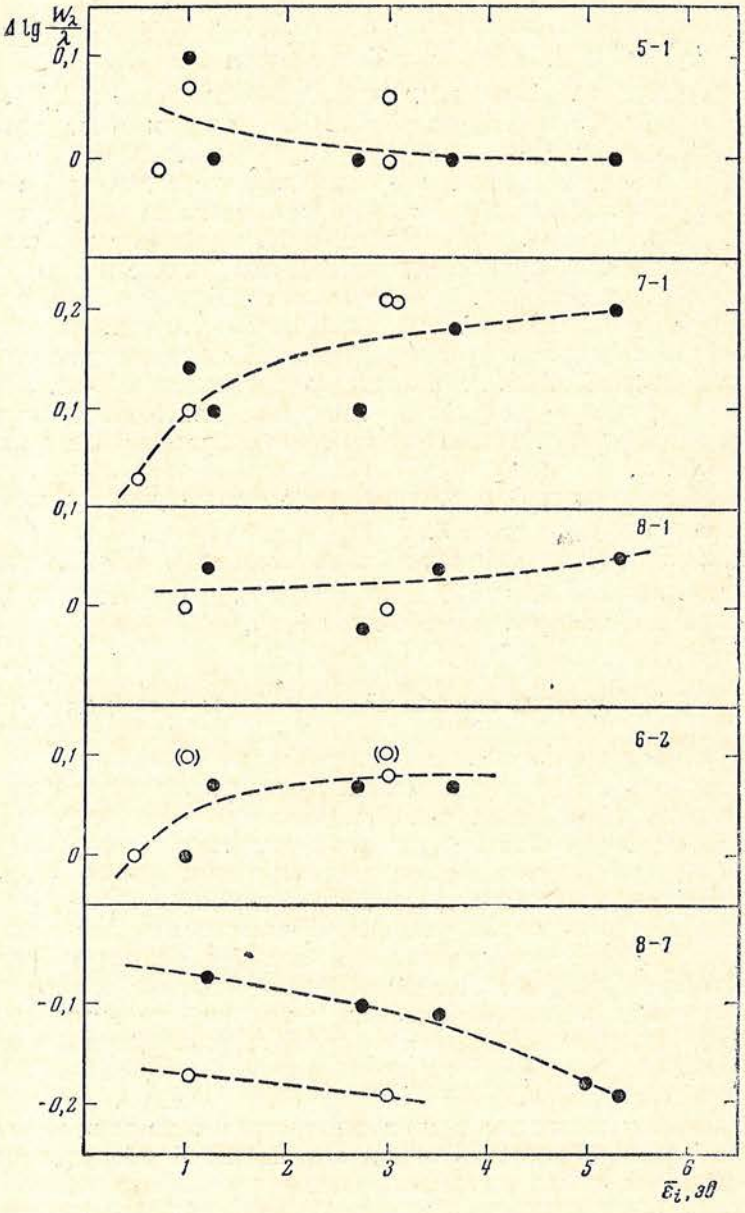
§ 3. Изучение изменений W_λ и R_0 со временем

В [6, 7] сопоставляются эквивалентные ширины линий в спектре ε Возничего во время и вне затмения. Делается общий вывод, что линии с меньшими потенциалами возбуждения за счет наложения линий оболочки должны усиливаться во время затмения в большей степени, чем линии с более высокими потенциалами возбуждения.

М. Хак [6] по спектрограммам с высокой дисперсией (2,8 Å/*мм*) смогла отделить линии оболочки от линий F-компоненты для двух дат во время затмения. Из ее определений W_λ линий оболочки и F-компоненты следует, что в спектре оболочки и F-компоненты в среднем сравнимыми по интенсивности оказываются линии нейтральных атомов со сравнительно малыми потенциалами возбуждения. Линии же ионов в спектре оболочки за редкими исключениями оказываются в 1,5—4 раза слабее соответствующих линий в спектре F-компоненты.

Более низкая дисперсия наших спектрограмм не дала возможности достаточно надежно отделить линии затмевающей оболочки от линий F-компоненты, поэтому во время затмения мы определили лишь «суммарные» W_λ, обусловленные поглощением как в атмосфере F-компоненты, так и в затмевающей ее оболочке. В таком случае сопоставление суммарных W_λ линий во время и вне затмения как будто бы дает возможность выявить тот вклад, который вносится в различные линии за счет поглощения в оболочке невидимой компоненты в той или иной фазе затмения. Это позволило бы косвенным путем судить о физических условиях в оболочке.

Задача, однако, существенно усложняется за счет рассеяния излучения F-компоненты в оболочке. Для проведения такого сравнения мы разбили линии каждого нейтрального атома и иона на две-три группы в зависимости от их потенциала возбуждения. Число таких групп достигало десяти. Для каждой группы было проведено сравнение W_λ линий для различных дат наблюдений. Результаты этого сравнения представлены на фиг. 5.



Фиг. 5. Зависимость величин $\Delta \lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$ от $\bar{\varepsilon}_i$, полученных при сопоставлении некоторых групп (см. верхний угол справа на каждом графике)

Светлые кружки относятся к нейтральным атомам, темные — к ионизованным

По оси абсцисс отложен средний потенциал возбуждения линий, образующих ту или иную группу, по оси ординат — величины

$$\Delta \lg \frac{W_\lambda}{\lambda} = \lg \frac{W_\lambda}{\lambda}(n_1) - \lg \frac{W_\lambda}{\lambda}(n_2),$$

где n_1 и n_2 — номера, обозначающие соответствующие даты из табл. 1 (указаны на фигуре справа). Значения W_λ были сопоставлены для следующих пар фаз: (5,1), (7,1), (8,1), (6,2), (8,7).

Из рассмотрения фиг. 5 можно сделать следующие выводы.

1. Изменения W_λ в спектре ε Возничего с течением времени происходят, но обычно невелики, в среднем порядка 10—15%, однако для даты 7 эти изменения достигают 60%. Эти изменения следует считать реальными. Поскольку методика обработки всех спектрограмм, в том числе и в [5], была совершенно тождественна, мы не можем ожидать больших систематических ошибок при переходе от даты к дате. Реальность этих изменений подкрепляется следующим обстоятельством. Сопоставляемые линии имели W_λ одного порядка во всех группах, между тем на фиг. 5 при сопоставлении некоторых дат обнаруживается явная зависимость $\Delta \lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$ от потенциала возбуждения.

2. Значительная, если не подавляющая часть изменений W_λ со временем связана скорее с их изменениями в спектре F-компоненты, чем с наложением линий оболочки во время затмения.

В самом деле, сопоставление W_λ для двух пар дат вне затмения (7,1), (8,1) выявляет такие же, если не бо̀льшие, изменения в W^λ, как и при сравнении таких дат, на одну из которых приходится затмение, например (5,1), (6,2). Малое влияние линий оболочки на разность $\Delta \lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$ видно и из того, что из сравнения двух рядов W_λ во время затмения (5,1) и вне его (6,2) первое показывает различие в W_λ, какое было бы в случае заметного влияния оболочки на спектр во время затмения (дата 6), второе же показывает противоположный эффект.

Наибольшее различие в W_λ выявляется при сравнении дат 1 и 7 (обе вне затмения). В дату 7 эквивалентные ширины завышены по сравнению с датой 1 на величины от 5 до 60%, причем это различие явно растет с увеличением потенциала возбуждения.

Анализ физических параметров атмосферы F-компоненты в даты 1 и 7 показывает (см. подробнее § 4), что эти даты характеризуются следующими данными.

а. В дату 7 турбулентная скорость больше, чем в дату 1 в среднем на 20%.

б. Температуры возбуждения в дату 7 в среднем равны T_{ex} в дату 1, а температура ионизации в дату 7 слегка выше, чем в дату 1. Последнее обстоятельство проявляется и в несколько большей (в среднем) степени ионизации в дату 7 по сравнению с датой 1.

в. Центральные глубины линий практически для всех элементов в дату 7 больше, чем в дату 1, на 10—20% (см. ниже), что, в свою очередь, может быть связано с изменением общей прозрачности атмосферы в непрерывном спектре и с изменением числа поглощающих атомов в атмосфере. Ослабление линий в дату 8 по сравнению с датой 7, разное для линий нейтральных элементов и ионов (фиг. 5), может быть опять-таки объяснено (качественно и до некоторой степени формально) уменьшением температуры возбуждения при переходе от даты 7 к дате 8 (см. табл. 3 и § 4). Это приводит к уменьшению населенностей возбужденных уровней как нейтральных атомов, так и ионов. Увеличение степени ионизации (см. фиг. 6) приводит к большему ослаблению линий нейтральных элементов от даты 7 к дате 8 в сравнении с линиями ионов. Скорость мелкомасштабной турбуленции при этом осталась практически неизменной. Так же можно объяснить, по крайней мере качественно, и результаты сопоставления W_λ в другие даты.

Были построены зависимости глубин линий водорода и металлов (Fe II, Fe I, Cr II, Ti II, Sr II, Sc II, Ca I и Mg II) от фазы, которые показывают, что глубины линий водорода заметно увеличились во время затмения. Линии металлов не показывают заметного увеличения глубин при вхождении звезды в затмение. Кроме того, наблю-

дается некоторое увеличение глубин этих линий уже после затмения (для даты 7). Такое увеличение глубин линий водорода во время затмения можно объяснить влиянием оболочки (линии оболочки накладываются на линии звезды). То, что линии металлов не показывают заметного увеличения глубин во время затмения, возможно, связано со сравнительно небольшой дисперсией наших спектрограмм и некоторым уравниванием R_0 из-за размывания линий на спектрограммах.

§ 4. Общее обсуждение результатов

Проведем краткое обсуждение тех изменений, которые происходят в спектре и атмосфере ε Возничего во время затмения и вне его. При этом будем преимущественно опираться на результаты, графически представленные на фиг. 6. На этой фигуре нанесены сверху вниз изменения с течением времени следующих величин:

а) блеска звезды,

б) центральных глубин избранных линий поглощения некоторых элементов,

в) $\lg v$, найденных из кривой роста,

г) температур возбуждения (θ_{ex}),

д) степени ионизации — отношение полного числа ионов данного элемента к полному числу нейтральных атомов — $\left(\frac{N_1/U_1}{N_0/U_0}\right)$,

е) температуры ионизации (θ_i) и $\lg P_e$, найденных по Fe.

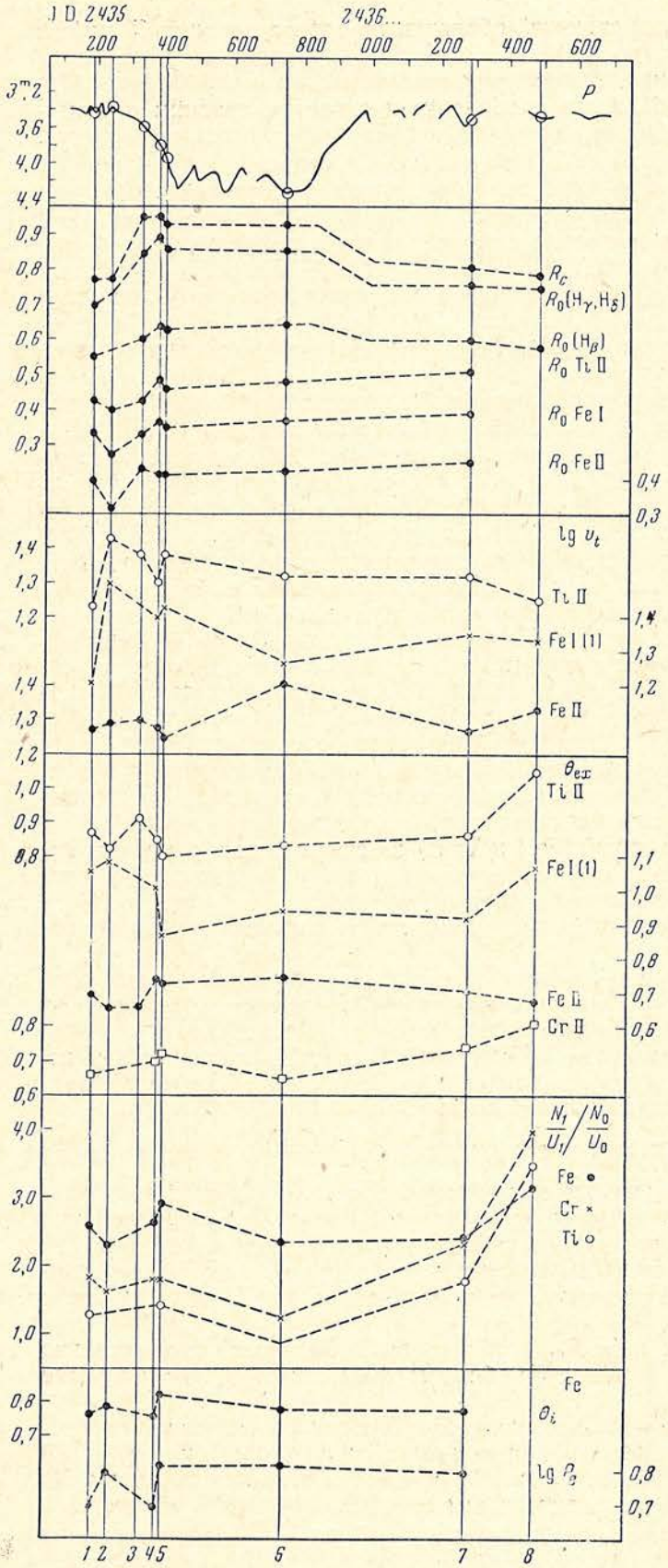
Детальный анализ этого графика с привлечением в случае необходимости результатов, полученных в предыдущих параграфах, позволяет сделать следующие выводы.

1. При вхождении звезды в затмение центральные глубины линий водорода показывают значительное увеличение, вызванное наложением на спектр F-компоненты спектра оболочки. После выхода из затмения глубины линий водорода снова уменьшаются. Полностью подтверждаются результаты, полученные М. Хак [6] для двух дат во время выхода звезды из затмения (январь и апрель 1957 г.) и свидетельствующие о значительном увеличении глубины линии H_δ в спектре ε Возничего за счет наложения спектра оболочки.

Линии металлов также показывают некоторое увеличение R_0 при вхождении звезды в затмение.

Однако после окончания фотометрического затмения (для даты 7) глубины линий водорода и металлов все еще остаются несколько бо́льшими, чем это было перед началом затмения (для дат 1 и 2). Это может быть вызвано наличием у затмевающей оболочки весьма протяженного облакообразного «хвоста», вытянутого по орбите. На возможность существования такого сгущения вещества в плоскости орбиты указывалось, в частности, в [1].

Возможно, этим объясняется и то обстоятельство, что неправильные колебания блеска звезды непосредственно после затмения происходили с большей амплитудой и имели несколько иной характер, чем до затмения, что может быть связано с флуктуациями плотности в «хвосте». Любопытно также, что характер изменения блеска во время полной фазы затмения весьма сходен с изменением сразу же после затмения (до середины 1958 г.), но отличается от колебаний блеска до затмения и во второй половине 1958 г. и позднее. По среднему периоду таких колебаний блеска, если приписывать их прохождению перед звездой F облакообразного «хвоста», можно оценить размер облаков, образующих этот хвост и, возможно, включенных также в виде отдельных сгустков в основную, более или менее аморфную затмевающую оболочку. Средний период таких колебаний составляет около 85 дней. При



Фиг. 6. Изменение с фазой величин R_c, R_0, $\lg v_t$, θ_{ex}, $\frac{N_1/U_1}{N_0/U_0}$, θ_i, $\lg P_e$ для линий и элементов, указанных справа

Цифрами 1, 2,..., 8 на оси абсцисс отмечены «даты» спектрографических наблюдений

скорости движения затмевающей оболочки по орбите порядка 15 *км/сек* получаем, что за это время затмевающее облако пройдет путь около 10^{13} *см*, т. е. расстояние, примерно равное диаметру F-компоненты. По-видимому, размер «облаков» в оболочке и «хвосте» сравним с размером F-компоненты. По амплитуде изменения блеска можно оценить, что облака ослабляют блеск главного компонента на 15—20%. Не исключена, конечно, возможность, что этому явлению может быть найдено и другое объяснение, тем более что средняя яркость звезды до и после затмения была примерно равная. Отметим далее, что при вхождении в затмение характер изменения R_0 у линий Ti II и Fe I (линии с малыми ε_i) очень сходен, в то время как для линий Fe II (большие ε_i) был несколько иным. Возможно, что значительная часть изменений R_0 у линий металлов может быть связана с изменениями физических условий в атмосфере компоненты F.

2. Турбулентные скорости, определенные по различным элементам, также меняются весьма заметно с течением времени, однако характер изменения v_t со временем зависит от того, по линиям какого элемента определялась эта скорость. Для Ti II и Fe I изменения v_t также в значительной степени подобны, хотя и отличаются (как и в случае R_0) от изменений v_t для Fe II. Отметим здесь, что поскольку кривые роста для Fe I и Ti II строились и анализировались независимо, то подобие в кривых изменения v_t со временем для этих двух элементов следует признать реальным, так же как и отличие от изменений в v_t для Fe II.

Поскольку линии Fe I и Ti II возникают в более верхних слоях атмосферы по сравнению с линиями Fe II, можно сделать вывод, что характер изменения v_t в верхних слоях атмосферы сверхгиганта F отличается от характера изменения v_t в более глубоких слоях. Эти изменения v_t для Fe I и Ti II могут быть частично связаны с тем, что в линиях этих элементов влияние оболочки должно проявиться сильнее, чем в линиях Fe II. Однако выводы предыдущего параграфа (сравнение W_λ для различных дат) говорят о том, что изменение со временем W_λ линий (в том числе и линий Fe I и Ti II) за счет влияния оболочки, по-видимому, существенно меньше, чем за счет нестационарности атмосферы сверхгигантской F-компоненты этой системы.

3. Обнаруживается изменение температуры возбуждения со временем.

Как и в случае R_0 и v_t, ход изменения θ_{ex} со временем оказывается подобным у Ti II и Fe I (линии с малыми ε_i) и заметно отличается от хода θ_{ex} у Fe II и Cr II (линии с большими ε_i). Амплитуды изменений θ_{ex} у Fe I и Ti II больше, чем у Fe II и Cr II, однако относительные изменения θ_{ex} (и температур возбуждения) у всех четырех элементов примерно одинаковы и составляют ± 8—10%.

4. Степень ионизации $\left(\text{в данном случае } \lg \frac{N_1/U_1}{N_0/U_0}\right)$ изменяется со временем. То, что изменения ее примерно подобны для всех трех элементов, у которых можно было определить числа атомов в двух соседних стадиях ионизации, свидетельствуют о реальности этих изменений, так как отношение этих чисел определялось для каждого элемента независимо. Заметное увеличение степени ионизации от даты 7 к дате 8 уже обсуждалось в § 3.

5. Изменения в θ_i и $\lg P_e$, найденные по Fe, также сравнительно невелики. Изменения в θ_i для Fe обратны изменениям θ_{ex} для этого же элемента.

Проведенный выше анализ спектров ε Возничего позволяет установить реальность изменений со временем физических условий в атмосфере F-компоненты этой системы. Вместе с тем влияние оболочки обнаруживается по нашим спектрограммам довольно слабо, проявляясь

лишь в некотором изменении глубин линий водорода и металлов при вхождении звезды в затмение и, возможно, слабом изменении ряда параметров, полученных из кривой роста. Некоторые изменения в спектре во время затмения, возможно, ускользнули от нашего внимания из-за сравнительно малого числа спектрограмм, приходящихся непосредственно на период затмения.

Обнаруженные нами изменения в спектре ε Возничего обусловлены в большей части нестабильностью атмосферы F-компоненты.

Полученные нами результаты еще раз и более полно подтверждают значительную нестабильность атмосфер сверхгигантских звезд, отмечавшуюся ранее рядом авторов (см., например [15] и [5]), и позволяют заключить, что изменения видимого блеска сверхгигантов связаны с заметным изменением основных параметров, определяющих структуру атмосфер этих звезд. Мы не имеем сейчас возможности сказать что-либо определенное о причинах этих изменений.

Авторы благодарят Т. М. Барташ за значительную помощь в обработке спектрограмм.

14 мая 1962 г.

Литература

1. M. Hack. Mem. Soc. Astron. Ital., **32**, 351, 1962.
2. K. O. Wright. Contrib. Domin. Astrophys. Observ., N 52, 1957.
3. K. O. Wright, E. van Dien. J. Roy. Astron. Soc. Canada, **43**, 15, 1949; **49**, 221, 1955.
4. R. F. Kilby. Diss., Univ. of California, 1953.
5. Т. С. Галкина и И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **28**, 35, 1962.
6. M. Hack. Astrophys. J., **129**, 291, 1959.
7. В. С. Аведисова. Астрон. циркуляр, № 203, 10, 1959.
8. G. Larsson-Leander. Ark. astron., **2**, 283, 1959.
9. G. Larsson-Leander. Ark. astron., **3**, N 2, 1961.
10. Th. Widorn. Mitt. Univ. Sternwarte Wien, **10**, 3, 1959.
11. L. W. Fredrick. Astron. J., **65**, 97, 1960.
12. G. Tiessen. Z. Astrophys., **43**, 233, 1957.
13. K. Hunger. Z. Astrophys., **39**, 36, 1956.
14. C. de Jager, L. Neven. Ann. Observ. Roy. Belgique, **8**, fasc. 1, 1957.
15. H. A. Abt. Astrophys. J., **126**, 138, 1957.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ Be-ЗВЕЗД С МОЩНЫМИ ОБОЛОЧКАМИ

А. А. Боярчук, И. И. Проник

На основании 13 спектрограмм, полученных с дисперсией 23,4 Å/*мм* у H_γ, изучены две Be-звезды с мощными оболочками ζ Tau и HD 217050.

1. При небольших изменениях величины оболочки ζ Tau меняется характер движения вещества в оболочке. Об этом свидетельствуют изменения контуров водородных линий и линий ионизованного железа, а также факт изменения турбулентной скорости.

2. Оболочки звезд ζ Tau и HD 217050 очень сходны, особенно если принять во внимание переменность некоторых величин, и являются одними из наиболее мощных наблюдаемых оболочек Be-звезд.

A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF Be STARS WITH THICK ENVELOPES, by *A. A. Boyarchuk, I. I. Pronik.*— Two Be stars with thick envelopes, ζ Tau and HD 217050 have been studied using 13 spectrograms obtained with a dispersion of 23,4 Å/mm at H_γ.

1. There are changes in the character of the motion of matter in the envelope of ζ Tau at small variations of the size of the envelope. The variations of the hydrogen and ionized iron line profiles and also of the turbulent velocity are evidence of this.

2. The envelopes of ζ Tau and HD 217050 are very similar, especially if the variations of some of their characteristics are taken into account. These envelopes are among the thickest observed envelopes of Be stars.

Настоящая статья является продолжением работ [1, 2]. В ней представлены результаты изучения звезд ζ Tau и HD 217050. Наблюдения были произведены в течение 1958 г. на большом стеклянном спектрографе 1220-мм телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Все спектрограммы имеют дисперсию 23,4 Å/*мм* у H_γ. В табл. 1 собраны

Таблица 1

Звезда	Дата, 1958 г.	Экспозиция	Звезда	Дата, 1958 г.	Экспозиция
ζ Tau	7.III	2^h30^m	ζ Tau	10.XI	6^m
ζ Tau	25.III	1^h00^m			10^m
		1^h00^m	HD 217050	1.X	2^h30^m
ζ Tau	23.IX	10^m			0^h60^m
		15^m	HD 217050	10.XI	2^h00^m
ζ Tau	1.X	4^m			
		4^m			
		8^m			

Примечание. Для первых трех строк плохие условия наблюдений.

Таблица 2

		ζ Tau				HD 217050	
		весна 1958 г.		осень 1958 г.			
λ	N	W_λ	n	W_λ	n	W_λ	n
H							
4861,33	4	2,37	2	0,53	6	1,38	3
4340,47	5	1,51	2	1,35	5	1,25	3
4101,74	6	1,02	2	0,94	6	0,98	3
3970,07	7	1,34	2	0,69	6	1,00	2
3889,05	8	1,11	2	0,68	6	0,76	1
3835,39	9	0,78	3	0,41	5	1,06	1
3797,90	10	0,63	3	0,48	5	0,78	1
3770,63	11	0,60	3	0,36	3	0,96	1
3750,15	12	0,82	3	0,63	3		
3734,37	13	0,42	2	0,39	2		
3721,94	14	0,70	1	0,44	2		
3711,97	15	0,82	2	0,38	2		
3703,86	16	0,73	2	0,49	2		
3697,15	17	0,54	2	0,38	2		
3691,56	18	0,61	1	0,38	2		
3686,83	19	0,84	1	0,36	2		
3682,81	20	0,59	1	0,35	2		
3679,36	21	0,28	1	0,18	2		
3676,36	22	0,34	1	0,18	2		
3673,76	23	0,29	1	0,086	1		
3671,48	24	0,16	1	0,093	1		
3669,47	25	0,10	1	0,031	1		
3667,69	26	0,10	1	—	—		
3666,10	27	0,07	1	—			
3664,69	28	0,06	1	—	—		
He I					—		
4921,93	2^1P	1,26	2	0,76	7	0,44	3
4387,93		0,42	2	0,46	5	0,37	2
4143,76		0,73	2	0,64	5	0,49	3
4009,27		0,33	2	0,49	6	0,30	3
3926,53		0,59	2	0,38	7	0,48	2
3872,82		0,25	2	0,15	6	0,30	1
4471,5	2^3P	1,04	2	1,17	5	1,09	3
4026,25		0,85	2	1,10	6	1,10	3
3819,68		0,61	2	0,65	5	0,62	1
3705,07		—	—	0,19	5	—	—
4713,20		0,56	2	0,52	5	0,33	3
4120,90		0,34	2	0,33	6	0,20	3
3867,55		0,22	2	0,12	6	0,12	1
Fe II							
4629,34	37	0,16	2	0,09	5	0,15	3
4555,89		0,06	2	0,03	5	0,08	3
4515,34		0,26	2	0,16	5	0,20	3
4491,40		0,05	2	0,02	5	0,04	3
4520,22		0,05	2	0,02	5	0,02	3
4489,19		0,06	2	0,04	5	0,06	3
	38						
4522,63		0,18	2	0,10	5	0,07	3
4508,28		0,29	2	0,10	5	0,18	3

Таблица 2 (окончание)

		ζ Tau				HD 217050	
		весна 1958 г.		осень 1958 г.			
λ	N	W_λ	n	W_λ	n	W_λ	n
4620,51		0,01	2	0,02	5	0,04	3
4576,33		0,03	2	0,04	5	0,08	3
4541,52		0,01	2	0,02	5	0,02	3
	27						
4233,17		0,33	2	0,26	4	0,32	3
4351,76		0,40	2	0,24	5	0,23	3
4173,45		0,16	2	0,08	5	0,10	3
4273,32		0,02	2	—	5	0,04	3
4385,38			2	0,07	5	0,13	2
4303,17		0,11	2	—	—	0,06	3
	28						
4178,86		0,14	2	0,12	4	0,24	3
4296,57		0,09	2	0,01	4	0,05	3
4122,64		0,06	2	0,03	5	0,08	3
4258,16		0,02	2	0,02	5	0,05	3
Ti II	19						
4395,03		0,08	2	0,08	4	0,06	3
4443,80		0,06	2	0,03	6	0,10	3
4450,49		0,01	2	0,04	7	0,07	3
	20						
4294,10		0,03	2	0,01	3	0,05	3
	31						
4501,27		0,03	2	0,03	6	0,09	3
	34						
3900,55		0,09	2	0,03	11	0,16	2
3913,46		0,11	2	0,04	13	0,07	2
3932,01		0,01	2	0,03	9	0,05	2
	104						
4367,66		0,10	2	0,08	16	0,21	3
4386,86		0,01	2	—	—	0,02	2
	105						
4163,64		0,03	2	0,02	3	0,10	3
4171,90		0,03	2	0,01	2	0,06	3
4174,09		0,01	2	0,01	2	0,01	2
	106						
4064,35		0,01	2	0,01	2	0,03	3
Cr II	31						
4242,38		0,07	2	0,09	4		
4284,21		0,03	2	0,01	4		
	44						
4588,22		0,05	2	0,02	5		
4618,83		0,11	2	0,02	5		
4634,11		0,15	2	0,05	5		
4592,09		0,01	2	0,02	5		
V II	10						
3951,97		0,02	2	0,01	7		
3916,42		—	—	0,01	7		
3929,73		0,02	2	0,02	7		
Si II	3						
4128,05		0,15	2	0,08	5		
4130,88		0,19	2	0,09	5		
Sc II	14						
4374,46		0,02	2	0,02	3		
4400,36		0,09	2	0,01	4		

данные о наблюдениях. Полученные спектрограммы имеют пригодную для измерений плотность в спектральной области 5000—3600 Å для ζ Tau и 5000—3700 Å для звезды HD 217050. Все полученные спектрограммы были прокалиброваны при помощи ступенчатой щели на том же спектрографе и промерены на регистрирующем микрофотометре Молля с увеличением 50.

На основании полученных спектрограмм были определены контуры и эквивалентные ширины линий. Их предварительное рассмотрение показывает, что спектры изучаемых звезд, хотя и очень сходны между собой, отличаются в деталях. Прежде всего были сравнены между собой наблюдения одной и той же звезды, полученные в различные ночи. Оказалось, что все наблюдения весенней группы и отдельно осенней для звезды ζ Tau, а также наблюдения звезды HD 217050 совпадают в пределах ошибок наблюдений внутри каждой группы. Поэтому результаты, полученные для каждой спектральной линии, были усреднены по группам наблюдений и в дальнейшем рассматриваются отдельно, средние весенние и средние осенние результаты для ζ Tau и средние по всем наблюдениям для HD 217050. В табл. 2 приведены величины эквивалентных ширин W_λ для соответствующих групп наблюдений и n — число спектрограмм.

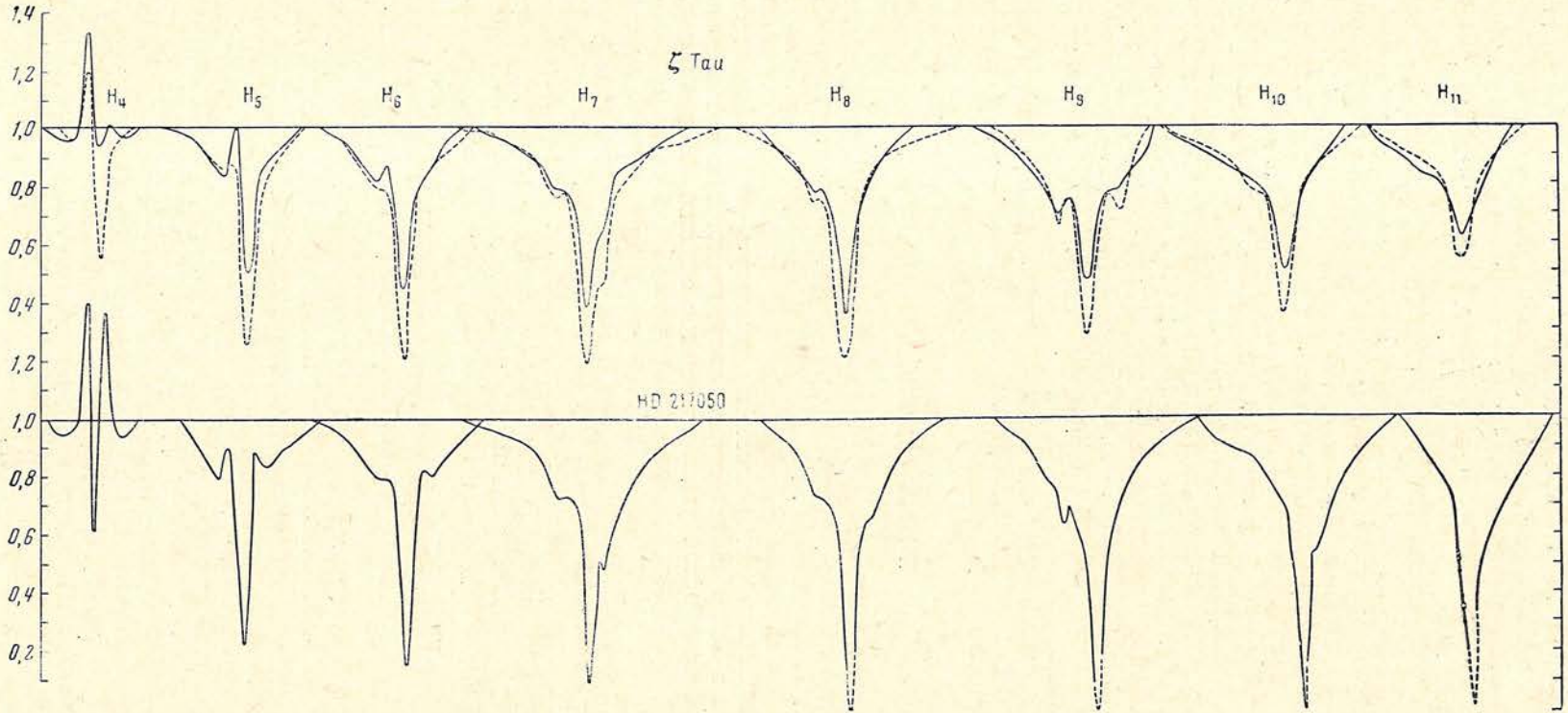
Поскольку физические условия возникновения линий различны для различных элементов, то целесообразно рассмотреть линии отдельно для каждого элемента.

ЛИНИИ ВОДОРОДА

Эти линии в спектрах наблюдаемых звезд имеют наиболее сложные контуры. Они представлены на фиг. 1 (правая сторона контуров — коротковолновая). Как видно из этой фигуры, структура линий сходна для всех групп наблюдений ζ Tau и HD 217050: на широкую линию поглощения с сильными штарковскими крыльями «накладывается» более или менее в центре эмиссионная линия, на которую в свою очередь «накладывается» очень узкая линия поглощения, которая делит эмиссионную линию на две в общем случае неравные части. При переходе к более высоким членам бальмеровской серии интенсивность эмиссионной компоненты быстро падает и мы практически перестаем наблюдать ее с H_8 во всех группах наблюдений. Сложная структура контура линии H_9 обусловливается блендированием линиями поглощения Mg I, возникающими в оболочке звезды. Быстрое падение интенсивности эмиссии объясняется, главным образом, отклонением от термодинамического равновесия в оболочке, приводящим к недонаселенности верхних уровней водорода.

Интенсивность длинноволновой компоненты эмиссии для всех групп наблюдений больше, чем коротковолновой, однако в различной степени. Для звезды HD 217050 компоненты почти равны между собой. С другой стороны, эмиссионные контуры звезды ζ Tau для весны 1958 г. не имеют коротковолновой компоненты вообще. Это обстоятельство, по-видимому, свидетельствует о различном характере движения газов в оболочках изучаемых звезд.

Интенсивность резкой линии поглощения падает сравнительно медленно и мы можем проследить ее до H_{11}, H_{28}, и H_{25} для HD 217050, для весны и осени у ζ Tau соответственно. У звезды HD 217050 номер последней наблюдаемой бальмеровской линии определяется плотностью негатива, а не условиями в оболочке. Изменение интенсивности резких линий поглощения в основном объясняется уменьшением силы осциллятора этих линий. Используя методику, развитую в предыдущих



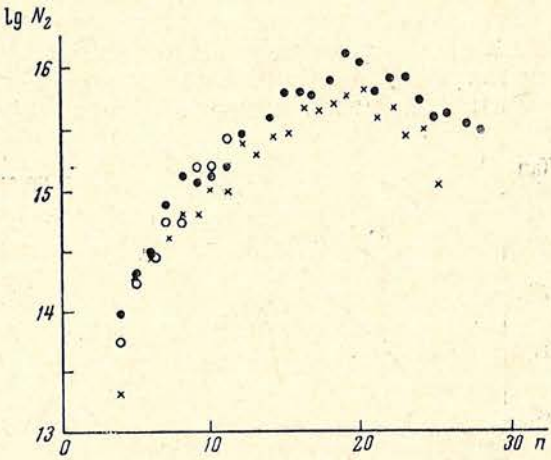
Фиг. 1. Водородные линии

Штрих в контурах линиях звезды HD 217050 означает неуверенность; штриховые линии для ζ Tau относятся к весне 1958 г., сплошные линии — к осени 1958 г.

работах [3, 4], определим число атомов на втором уровне водорода над 1 $см^2$ поверхности звезды по формуле

$$N_2 = \frac{W_\lambda}{\frac{\pi e^2}{m_e c^2} f \lambda^2}, \qquad (1)$$

где W_λ — эквивалентная ширина резкой линии поглощения; f — сила осциллятора, а остальные обозначения имеют обычный смысл. Результаты определений $\lg N_2$ приведены на фиг. 2. Мы видим, что величины $\lg N_2$ для HD 217050 и для двух групп наблюдений ζ Tau близки между собой. Однако все же имеется и реальное различие в величинах $\lg N_2$ между весенними и осенними наблюдениями ζ Tau, равное 0,25. Судя по ходу величины $\lg N_2$ для первых восьми членов бальмеровской серии в спектре оболочки HD 217050, можно предположить, что предельная величина $\lg N_2 = 15{,}8—16{,}0$. Такие большие значения величин $\lg N_2$ показывают, что оболочки изучаемых звезд являются одними из самых мощных [4].



Фиг. 2. Зависимость величины $\lg N_2$ от номера водородной линии для весны (темные кружки) и осени (крестики) для звезд ζ Tau и HD 217050 (светлые кружки)

Предполагая, что угловой момент вращения оболочки не меняется с удалением от звезды, мы можем определить коэффициент дилюции по формуле

$$W = 1/2\left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{v_{эм}}{v_{погл}}\right)^2}\right], \qquad (2)$$

где $v_{эм}$ — скорость вращения оболочки, определенная по эмиссионным компонентам водородных линий; $v_{погл}$ — скорость вращения звезды, определенная по линиям поглощения гелия. Результаты этих определений даны в табл. 3. В этой же таблице дан спектральный класс централь-

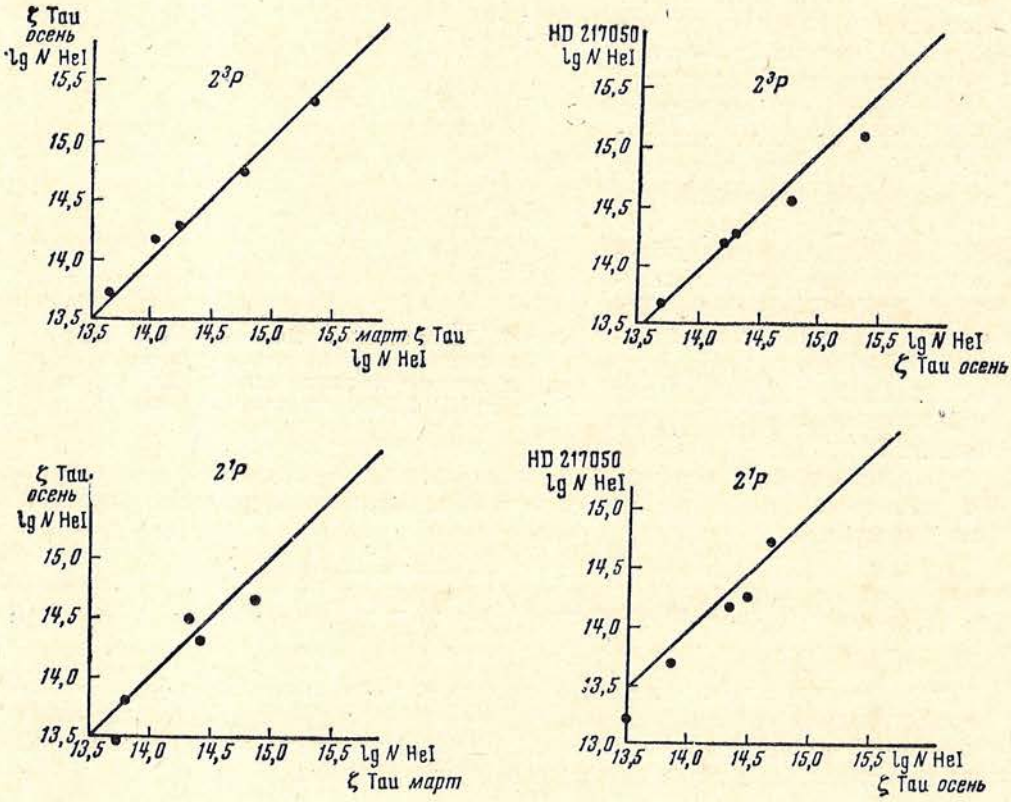
Таблица 3

Звезда	n	$v_{погл}$	W	Sp	$\lg N_2$	v_t, км/сек
ζ Tau, III. 1958 г.	28	330	—	B1,5	16,0	52
ζ Tau, осень 1958 г.	25	330	0,11	B1,5	15,8	24
ζ Tau, XII.1953 г. ζ Tau, XII.1954 г. ζ Tau, I.1956 г.	33	350	0,21	B1,5	15,8	5
HD 217050	—	310	0,10	B3	15,8	11

ной звезды Sp (определенный по линиям He I, N II, Si III, Mg II). Мы видим, что величины lg N_2, W и Sp очень близки для HD 217050 и двух групп наблюдений ζ Tau. Поскольку эти величины в основном определяют мощность оболочки, можно заключить, что, несмотря на некоторое изменение характера эмиссии, величина оболочки ζ Tau сильно не изменилась от одной серии наблюдений к другой и близка к величине оболочки HD 217050.

ЛИНИИ НЕЙТРАЛЬНОГО ГЕЛИЯ

Эти линии возникают в фотосферных слоях звезды. Если мы предположим, что изменения эквивалентных ширин линий гелия со временем могут быть обусловлены только изменениями в оболочке, то по таким изменениям мы могли бы судить об изменении мощности оболочки.



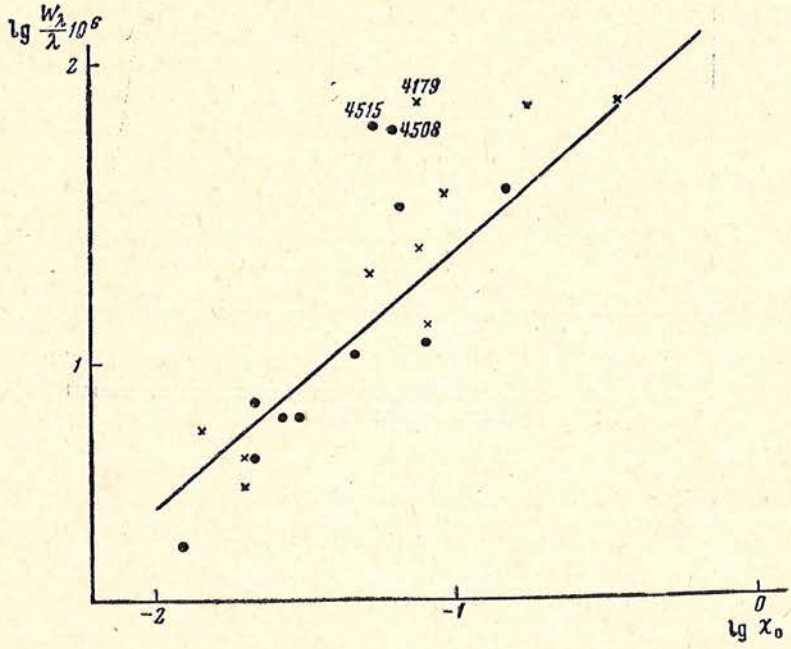
Фиг. 3. Сравнение эквивалентных ширин гелиевых линий

Здесь дело заключается в том, что рассеяние на свободных электронах приводит к уменьшению эквивалентной ширины линии. Это уменьшение при $\tau \leqslant 1$ будет пропорционально числу электронов на луче зрения, т. е. мощности оболочки [5]. На фиг. 3 представлено сравнение эквивалентных ширин линий гелия. Мы видим, что в течение 1958 г. эти величины не претерпели изменений, выходящих за пределы точности. Таким образом, изучение линий гелия подтвердило сделанный выше вывод о том, что мощность оболочки ζ Tau не изменилась сильно за период наблюдений 1958 г.

ЛИНИИ ИОНИЗОВАННЫХ МЕТАЛЛОВ

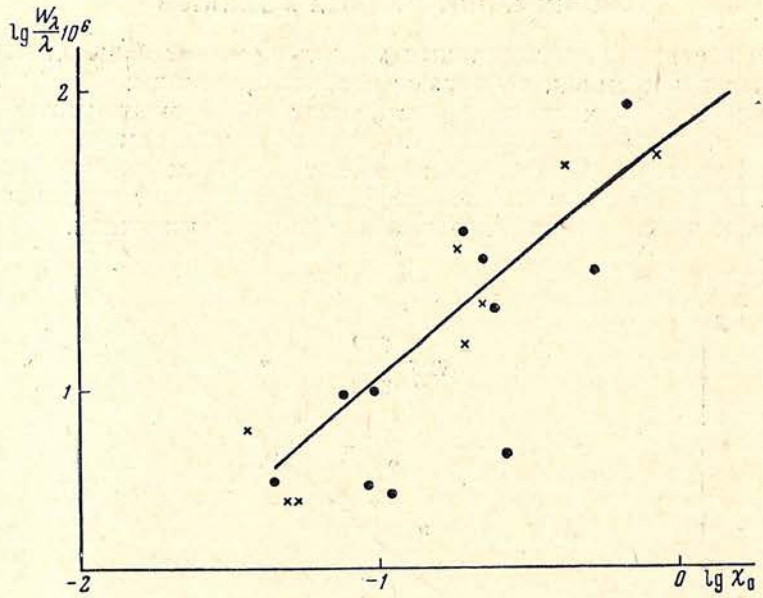
Почти все линии ионизованных металлов, может быть за исключением магния и кремния, возникают в оболочке звезды.

Большинство этих линий представляют собой очень узкую линию поглощения, ширина которой является в нашем случае инструментальной. Некоторые из этих линий имеют по бокам эмиссионные компоненты. Относительные интенсивности этих компонент приблизительно такие же, как и эмиссионных компонент водородных линий.

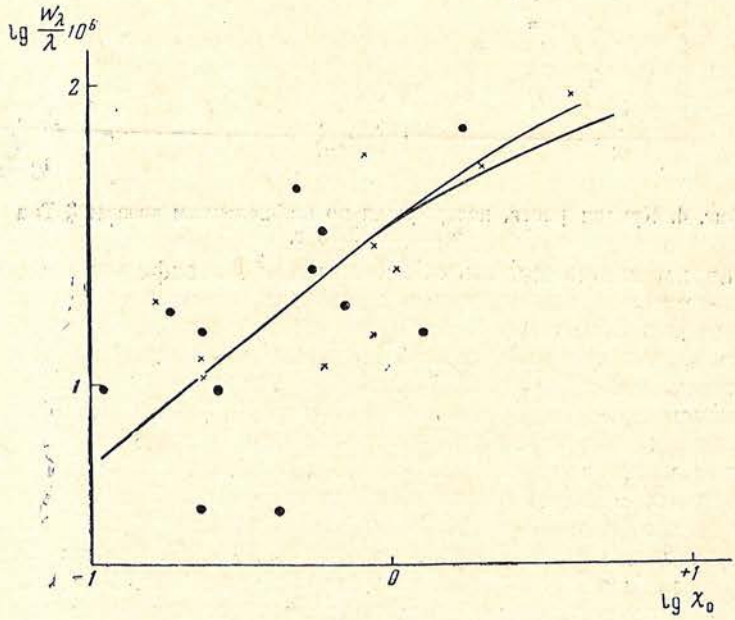


Фиг. 4. Кривая роста, построенная по наблюдениям звезды ζ Tau в марте 1958 г.

Рассмотрим такую модель оболочки: над фотосферным слоем находится газ в сильном конвективном движении, в котором возникают линии поглощения оболочки. В этом случае мы можем по кривой роста определить величину турбулентной скорости для вихрей, малых в сравнении с толщиной оболочки. В качестве теоретической кривой роста мы используем кривую роста, рассчитанную К. Хунгером [6], для однородной модели атмосферы Шварцшильда-Шустера и образования линий путем чистого рассеяния. Из всех существующих кривых роста для однородных моделей указанная кривая роста ближе всего подходит к условиям возникновения линий в оболочке. Кривые роста, построенные по линиям Fe II мультиплетов 27, 28, 37, 38 для HD 217050 и двух групп наблюдений ζ Tau, представлены на фиг. 4—6. На основании сравнения теоретических и наблюдаемых кривых роста мы определили величины турбулентной скорости, которые оказались равными 11; 52 и 24 *км/сек* для HD 217050 и двух групп наблюдений ζ Tau соответственно. Для ζ Tau мы в обоих случаях определили лишь нижние границы величин турбулентной скорости, хотя, по нашему мнению, эти величины могут лишь незначительно уклоняться от истинного значения турбулентной скорости. Интересно отметить, что в 1953, 1954 и 1956 гг. для оболочки ζ Tau была получена турбулентная скорость 5 *км/сек*, что значительно меньше полученной по наблюдениям 1958 г. Все эти данные свидетельствуют о том, что величина турбулентной скорости, в



Фиг. 5. Кривая роста, построенная по наблюдениям звезды ζ Tau осенью 1958 г.



Фиг. 6. Кривая роста, построенная по наблюдениям звезды HD 217050

том смысле, как мы ее определили выше, является переменной в оболочке ζ Tau. Однако сейчас невозможно установить какие-либо закономерности в изменении величины турбулентной скорости. Для этого слишком мало наблюдений.

Переменность турбулентной скорости согласуется с предположением, что оболочка представляет собой большое количество струй под-

нимающегося и опускающегося вещества [4]. С точки зрения модели однородного газового кольца трудно объяснить переменность турбулентной скорости.

В заключение приводим основные результаты настоящей работы.

1. При небольших изменениях величины оболочки у ζ Tau меняется характер движения вещества в оболочке. Об этом свидетельствуют изменения контуров водородных линий и линий ионизованного железа, а также факт изменения турбулентной скорости.

2. Оболочки звезд ζ Tau и HD 217050 очень сходны, особенно если принять во внимание переменность некоторых величин, и являются одними из наиболее мощных наблюдаемых оболочек Be-звезд.

Мы искренне благодарны Е. И. Иосько за помощь в обработке регистрограмм и Г. Н. Шараповой за изготовление рисунков.

15 мая 1962 г.

Литература

1. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., **17**, 89, 1957.
2. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., **17**, 117, 1957.
3. А. А. Боярчук. Астрон. ж., **34**, 193, 1957.
4. А. А. Боярчук. Вопросы космогонии, **7**, 231, 1960.
5. P. Swings a. O. Struve. Astrophys. J., **94**, 291, 1941.
6. K. Hunger. Z. Astrophys., **39**, 36, 1956.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ НОВОЙ ГЕРКУЛЕСА 1960 г. II

В. В. Прокофьева, Т. С. Белякина

На основе фотоэлектрических и спектральных наблюдений получено распределение энергии в непрерывном спектре Новой Геркулеса 1960 г. в диапазоне 3500—9500 Å. Определена величина абсолютной энергии, излучаемой Новой в линии H_α, оценены электронная плотность ($n_e=10^9$ *см*$^{-3}$) и масса оболочки ($M_{об}=2\cdot10^{-4}\ M_\odot$). Сделана приближенная оценка интенсивности линии He I 10830 Å.

Показано, что распределение энергии в спектре Новой через месяц после максимума блеска можно объяснить рекомбинационным свечением водородной оболочки и свободно-свободными переходами при $T_e=15\,000\div18\,000°$.

A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF N HER 1960. II, by *V. V. Prokofyeva, T. S. Belyakina.*— The energy distribution in the continuous spectrum of N Her 1960 in the region of 3500—9500 Å has been obtained using photoelectric and spectral observations. The absolute energy emitted by the Nova in H_α is determined, and the electron density ($n_e=10^9$ cm^{-3}) and mass of the envelope ($M_{об}=2\cdot10^{-4}\ M_\odot$) estimated. The intensity of the He I line 10830 Å is estimated approximately.

It is shown that the energy distribution in the spectrum of the Nova one month after maximum brightness can be explained as recombination radiation of the hydrogen envelope and free-free transitions at $T_e=15\,000\div18\,000°$.

ВВЕДЕНИЕ

Основной целью работы было изучение распределения энергии в непрерывном спектре звезды для широкой спектральной области, захватывающей пределы как бальмеровской, так и пашеновской серий водорода. Использованные наблюдения относятся к эпохе, когда блеск звезды в видимой области уменьшился на 4—5 звездных величин по сравнению с блеском в максимуме, что соответствует времени около 25—30 дней после максимума блеска.

Изучение распределения энергии в непрерывном спектре новых звезд в этой стадии осложнено обилием мощных широких эмиссионных полос. Уровень непрерывного спектра на регистрограммах вследствие этого определяется очень неуверенно и, может быть, несколько завышен вследствие блендирования полос, особенно сильно в синей части спектра, где концентрация последних наибольшая.

Для изучения непрерывного спектра Новой Геркулеса 1960 г. мы использовали фотоэлектрические наблюдения П. Ф. Чугайнова [1], проводившиеся в ультрафиолетовой и видимой областях спектра (система *UBV*), и наши фотоэлектрические наблюдения в красной и инфракрасной областях спектра [2]. Наличие спектров Новой [3, 4] дало возможность учесть эффект ярких полос в фотоэлектрических наблюдениях и получить на основании последних яркость звезды в непрерывном спектре.

Точность полученных значений яркости Новой в непрерывном спектре, очевидно, значительно ниже обычной точности фотоэлектрических наблюдений, но, вероятно, выше точности обычных спектрофотометрических определений.

Остановимся на использованной методике получения распределения энергии в непрерывном спектре Новой.

УЧЕТ ЭФФЕКТА ЯРКИХ ПОЛОС

Учет эффекта ярких полос в видимой области для фильтров B и V был произведен ранее П. Ф. Чугайновым [5].

Для учета этого эффекта в инфракрасной области необходимо было иметь соответствующие спектры Новой. Такие спектры были получены во Франции на обсерватории Сен-Мишель. По нашей просьбе профессор Ж. Дюфе любезно прислал регистрограммы спектров для области 6400—8700 Å, полученные в марте-апреле 1960 г., с их фотометрической калибровкой. Этот материал позволил определить эффект ярких полос для наблюдений в фильтрах с $\lambda_{эф}=7020$ и 8060 Å. Для фильтров, расположенных в более длинноволновой области ($\lambda_{эф}=9540$ и 11 250 Å), учесть эффект ярких полос оказалось невозможным из-за отсутствия соответствующего спектрального материала.

Учет эффекта полос для каждого фильтра производился по формуле, аналогичной применявшейся П. Ф. Чугайновым [5]:

$$m^* - m = 2{,}5 \lg \frac{\int p_\lambda \, d\lambda + \int I'_\lambda p_\lambda \, d\lambda}{\int p_\lambda \, d\lambda}, \qquad (1)$$

где m — наблюденная звездная величина; m^* — звездная величина, соответствующая излучению в непрерывном спектре; p_λ — спектральная чувствительность с данным фильтром; I'_λ — монохроматическая интенсивность линии в единицах непрерывного спектра. Величины $\int p_\lambda \, d\lambda$ и $\int I'_\lambda p_\lambda \, d\lambda$ определялись численным интегрированием.

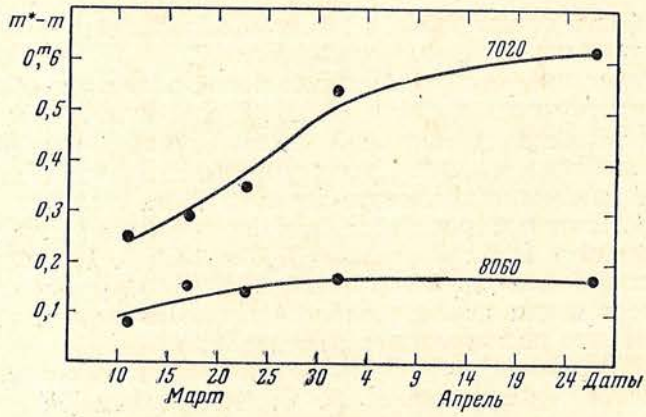
Таблица 1

Дата	m^*-m_{7020}	m^*-m_{8060}	Дата	m^*-m_{7020}	m^*-m_{8060}
11 марта	0,25	0,08	1 апреля	0,54	0,17
17 »	0,29	0,15	6 »	0,62	0,17
23 »	0,35	0,14			

Величины m^*-m для фильтров 7020 и 8060 [2] приведены в столбцах 2 и 3 табл. 1. На фиг. 1 приведен ход поправки m^*-m со временем. Мы видим, что эффект ярких полос монотонно возрастает со временем; в фильтре 7020 его максимальная величина $0^m,54$, а в фильтре 8060 всего $0^m,17$. Это обусловлено тем, что в фильтре 7020 довольно яркая линия He I 7065 Å приходится на максимум пропускания фильтра, а в фильтре 8060 все яркие линии приходятся на края полосы пропускания.

Оценим ошибку определения величины поправки m^*-m. Наибольшую неточность может внести неправильное проведение непрерывного спектра на регистрограммах. Но в инфракрасной области ярких полос меньше, чем в видимой. Поэтому уровень непрерывного спектра можно провести здесь более уверенно. Ошибка $\Delta(m^*-m)$, возникающая из-за неверного проведения непрерывного спектра, составляет $\pm 0^m,10$ в филь-

тре 7020 и $\pm 0^m,05$ в фильтре 8060. Даты наших фотометрических наблюдений и даты табл. 1, к сожалению, не совпадают. Поэтому при внесении поправок $m^* - m$ в наши наблюдения нам пришлось находить значения $m^* - m$ интерполированием. При этом, естественно, тоже вносится некоторая ошибка. Особенно она велика для фильтра 7020 и периода наблюдений 27—31 марта, так как в это время произошло увеличение интенсивности линий, точный момент которого и величина изменения неизвестны. В этом случае ошибка $\Delta(m^* - m)$ для фильтра 7020,



Фиг. 1. Изменение эффекта ярких полос в фильтрах 7020 и 8060 со временем

обусловленная интерполяцией, может достигнуть $\pm 0^m,10$, а общая суммарная $\pm 0^m,20$.

Отметим, что область пропускания фильтра 8060 почти полностью лежит за пределом пашеновской серии водорода и поэтому величина m^* характеризует излучение звезды в непрерывном спектре за пределом этой серии. Оценить величину пашеновского скачка по спектрам не удалось, так как проведение непрерывного спектра в области до предела серии было невозможно из-за сильной эмиссии в области 8400—8700 Å и быстрого уменьшения чувствительности фотопластинки в области $\lambda > 8700$ Å.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В ОБЛАСТИ 3500—9500 Å

Для изучения распределения энергии в спектре Новой необходимо было иметь наблюдения звезды с известным распределением энергии в спектре, полученные в той же фотометрической системе. В качестве такой звезды сравнения мы использовали Вегу (спектр A0 V, величина в системе V $m_v = +0,02$), у которой значения внеатмосферных звездных величин в системе UBV хорошо известны. Мы наблюдали Вегу одновременно с Новой и в тех же интерференционных фильтрах [2].

Экстинкция для областей спектра 8200 и 9400 Å определялась по наблюдениям звезды сравнения, внеатмосферные инфракрасные величины которой были найдены предварительно; для экстинкции в области 5550 Å использовались данные С. В. Некрасовой [6].

Для моментов наблюдений Веги и Новой по наблюдениям в широкополосных фильтрах были построены графики зависимости фактора экстинкции α от длины волны. Значения α для эффективных длин волн, соответствующих интерференционным фильтрам, определялись из этих графиков. При этом наибольшие ошибки могли быть для фильтров с

$\lambda_{эф}=9540$ и 11 250 Å, в которые попадают полосы поглощения водяного пара. Однако сравнение полученных внеатмосферных величин Веги с данными Холла и Вильямса [7] не показало расхождений ($T_c=15\,000°$). Внеатмосферные значения звездных величин Веги в интерференционных фильтрах определены нами с среднеквадратичной ошибкой $\pm 0^m,01$—$\pm 0^m,03$; только в фильтре 6610 она выше и составляет $\pm 0^m,06$.

Распределение энергии в спектре Веги для широкой области спектра известно достаточно хорошо [8]. Это позволяет найти распределение энергии в спектре Новой

$$\lg F_{\lambda H} = \lg F_{\lambda B} + 0{,}4\,(m_B - m_H - A_\lambda),$$

где $F_{\lambda H}$ и $F_{\lambda B}$ — монохроматический поток в единичном интервале длин волн (1Å) в спектрах Новой и Веги соответственно; m_B и m_H — внеатмосферные значения величин этих звезд в соответствующем фильтре; A_λ — величина межзвездного поглощения для Новой в этой области спектра. Значение межзвездного поглощения для Новой было принято для $\lambda=5550$Å равным $2^m,0$ [3] (для Веги межзвездное поглощение можно не учитывать). Для оценки поглощения в других длинах волн мы использовали закон λ^{-1}, что является достаточным приближением вследствие погрешностей, вносимых при учете эффекта ярких полос.

При обработке мы объединяли наблюдения для двух соседних дат. Не объединены только наблюдения 30 и 31 марта, так как 31 марта наблюдался всплеск на инфракрасных кривых блеска, который мог дать изменение спектрального распределения энергии. Результаты определения $\lg F_{\lambda H}$ представлены в табл. 2 и на фиг. 2.

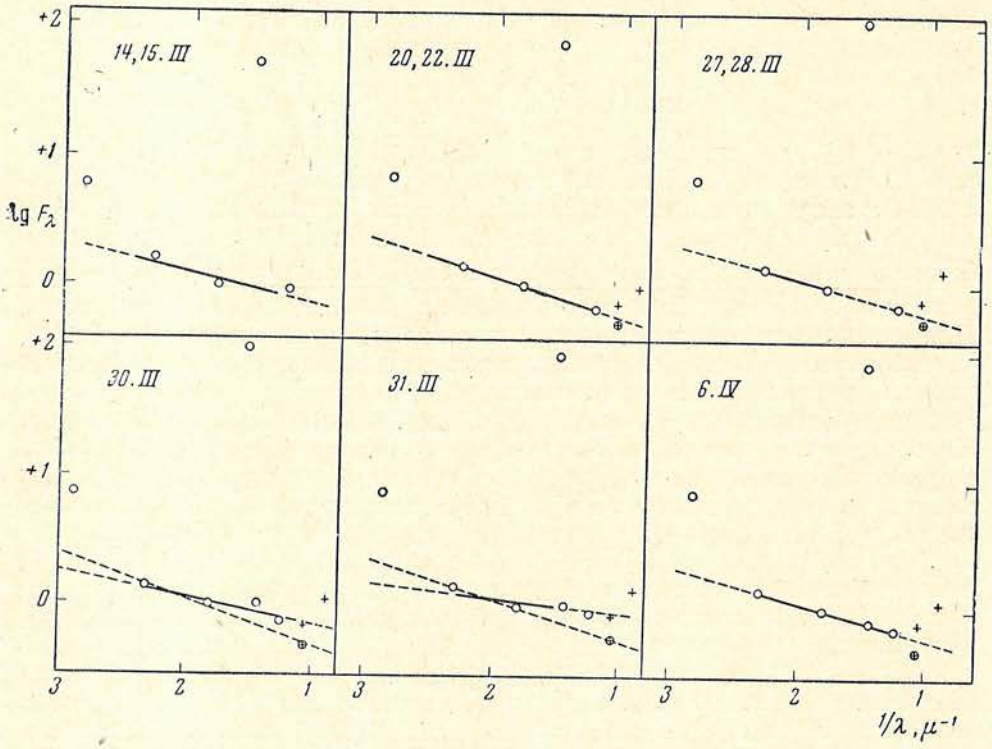
Значение потока для $\lambda = 5550$ Å принято за единицу ($\lg F_{\lambda H} = 0$). В первом столбце табл. 2 даны значения λ^{-1} в микронах, в последующих — полученные значения $\lg F_{\lambda H}$. Для фильтров U, B, V, 7020 и 8060 даны значения для непрерывного спектра звезды (кружки на фиг. 2); для фильтра 6610 — $\lg F_{\lambda H}$ в линии H_α. Для фильтров 9540 и 11250 крестиками обозначены величины $\lg F_\lambda$, полученные из наблюденных значений величины Новой в этих фильтрах; они характеризуют суммарное излучение звезды в непрерывном спектре и в линиях. Кружком с крестиком отмечено возможное значение уровня непрерывного спектра в области 9540 Å.

Таблица 2

$1/\lambda$, *мк*	14, 15 марта	20, 22 марта	27, 28 марта	30 марта	31 марта	6 апреля
2,83	+0,79	+0,84	+0,85	+0,88	+0,80	+0,90
2,29	+0,22	+0,16	+0,15	+0,14	+0,16	+0,13
1,80	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
1,51	+1,75	+1,87	—	+2,00	+1,98	+1,91
1,42	—	—	—	+0,01	+0,02	—0,09
1,24	—0,02	—0,17	—0,13	—0,12	—0,04	—0,15
1,05	—	—0,13	—0,10	—0,15	—0,06	—0,11
0,89	—	—0,01	+0,13	+0,04	+0,13	+0,07

Рассмотрим изменение яркости непрерывного спектра Новой с длиной волны. Кривые распределения энергии на графиках фиг. 2 в области 4000—8000 Å с некоторым приближением можно аппроксимировать прямыми. По наклону этих прямых обычно определяют спектрофотометрический градиент и цветовые температуры звезд.

Отметим, что в случае свечения новых звезд, когда могут иметь место сильные отступления от закона Планка, как, например, в случае исследуемой нами звезды (см. ниже), понятие цветовой температуры теряет тот физический смысл, который вкладывают в это понятие при определении цветовых температур обычных звезд, и является лишь формальной характеристикой распределения энергии в спектре звезды.



Фиг. 2. Распределение энергии в непрерывном спектре Новой Геркулеса для 14, 15 марта, 20, 22 марта, 27, 28 марта, 30 марта, 31 марта и 6 апреля

Прямые на фиг. 2 мы провели по данным для фильтров *B*, *V*, 7020 и 8060, характеризующим излучение Новой в непрерывном спектре. Результаты подсчета цветовых температур даны в табл. 4, столбец 4. Для всех дат, кроме 30 и 31 марта, точки хорошо ложатся на прямые, причем наклон этих прямых примерно одинаков. На графиках для 30 и 31 марта имеют место больший разброс точек около прямых и меньший наклон самих прямых. Соответственно цветовые температуры в эти дни несколько ниже.

Отметим, что точки, соответствующие излучению Новой в непрерывном спектре в области 9500 Å, на двух графиках для дат 20, 22 и 27, 28 марта лежат практически на прямых, на графиках для дат 30 и 31 марта — значительно ниже, а 6 апреля — опять довольно близко к прямой линии. На графиках для дат 30 и 31 марта мы попробовали провести прямые (пунктирные на фиг. 2) через точки, соответствующие длинам волн λ 4350, 5550 и 9500 Å. Эти точки удовлетворительно ложатся на прямую. Температуры, соответствующие наклону пунктирных прямых, приведены в скобках в четвертом столбце табл. 4. Интересно, что в этом случае температура имеет значения, близкие к значениям для предыдущих дней. Впечатление такое, как будто в эти два дня возросло из-

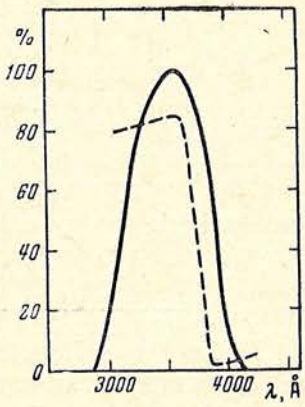
лучение в непрерывном спектре только для области спектра 7000—8000 Å и увеличился пашеновский скачок.

Цветовые температуры Новой Геркулеса 1960, полученные в Бюраканской обсерватории для периода март-апрель 1960 г. [9], достаточно хорошо согласуются с нашими результатами.

Остановимся подробнее на рассуждениях, которые позволяют определить яркость непрерывного спектра в области 3500 Å и монохроматический поток в линии H_α. Кривая пропускания фильтра показана на фиг. 3. Для сравнения там же пунктиром показана кривая распределения энергии в спектре Новой в этой области.

Отметим, что непрерывное излучение начинается с коротковолновой стороны от $\lambda = 3770$ Å [3].

Из фиг. 3 видно, что фильтр лежит почти полностью в области излучения за бальмеровским пределом. Методом численного интегрирования мы нашли, что $\lg F_U^* = \lg F_U + 0{,}07$, где F_U^* — величина монохроматического потока Новой в непрерывном спектре за пределом бальмеровской серии. Значения $\lg F_U$ изображены на фиг. 2.



Фиг. 3. Кривая пропускания фильтра U (сплошная линия) и распределение энергии в непрерывном спектре Новой в этой области (штриховая линия)

Интенсивность линии H в спектре Новой мы определили по наблюдениям в фильтре 6610. По спектроскопическим данным интенсивность H_α в несколько десятков раз больше интенсивности непрерывного спектра соседних участков [3]. Это позволяет пренебречь влиянием непрерывного спектра и считать, что в фильтре 6610 мы измеряем блеск Новой только в линии H_α. Тогда

$$\lg F_{H_\alpha} = \lg F_{6610} + \lg \frac{\Delta\lambda_{6610}\, p_{max}}{\Delta\lambda_{H_\alpha}\, p_{H_\alpha}} = \lg F_{6610} + 0{,}35,$$

где F_{H_α} — монохроматический поток в линии H_α; F_{6610} — средний монохроматический поток в фильтре 6610; $\Delta\lambda_{6610}$ — полуширина фильтра; $\Delta\lambda_{H_\alpha}$ — полуширина H_α; p_{max} и p_{H_α} — величина пропускания фильтра в максимуме и в области H_α. Значения $\lg F_{H_\alpha}$ представлены на фиг. 2.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ БАЛЬМЕРОВСКОГО СКАЧКА

Полученные значения интенсивности непрерывного спектра Новой за бальмеровским пределом F_U^* дали возможность оценить величину бальмеровского скачка из фотоэлектрических наблюдений

$$D_{фэ} = \lg \frac{F_\lambda > 3640}{F_\lambda < 3640}$$

где $\lg F_{\lambda<3640} = \lg F_U^*$, а $\lg F_{\lambda>3640}$ определяется прямолинейной экстраполяцией распределения энергии в области 4300 — 5500 Å в сторону коротких длин волн.

Результаты определений бальмеровского скачка для четырех моментов времени приведены в табл. 3, столбец 2.

Таблица 3

Дата	$D_{б.фэ}$	$D_{б.сп}$	Дата	$D_{б.фэ}$	$D_{б.сп}$
14—15 марта	—0,47	—0,42	30—31 марта	—0,62	—0,59
26—29 »	—0,54	—0,49	5 апреля	—0,60	—0,54

Мы определили величину бальмеровского скачка также из спектроскопических наблюдений [3] для тех же моментов времени (столбец 3, табл. 3). Согласие этих данных вполне удовлетворительное. Значения скачка, определенные по фотоэлектрическим наблюдениям, несколько больше, но это различие, возможно, вызвано ошибками учета эффекта ярких полос в фильтрах B и V, что может изменить уровень непрерывного спектра в области 3500 Å.

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ПАШЕНОВСКОГО СКАЧКА

Наблюдения Новой в фильтре 9500 позволили оценить верхний предел интенсивности непрерывного спектра в области до предела пашеновской серии водорода. Рассмотрение линий элементов, обнаруженных в спектре Новой, показало, что в этой области спектра доминирующей линией должна быть линия водорода $П_8$ (9546 Å), попадающая на максимум полосы пропускания фильтра. Ее эквивалентную ширину можно оценить из эквивалентной ширины линии H_8 (предполагая, что оптическая толща в обеих сравниваемых линиях <1). При этом надо учесть различные интенсивности непрерывного спектра в соответствующих спектральных областях.

Мы оценили отношение интенсивностей непрерывного спектра в области 3900 и 9500 Å. Если b'' — блеск звезды в непрерывном спектре в области 9500 Å, b — блеск звезды в фильтре 9540 (непрерывный спектр + эффект линии $П_8$), то можно определить величину b''/b, исходя из эквивалентной ширины линии H_8 в единицах интенсивности непрерывного спектра в области 3900 Å и отношение блеска звезды в непрерывном спектре в области 3900 Å к блеску звезды в фильтре 9540 Å (b).

Полученные нами значения $\lg\frac{b''}{b}$ приведены в табл. 4, столбец 2, а значения $\lg b''$ показаны на фиг. 2 кружками с крестиками.

Таблица 4

Дата	$\lg\frac{b''}{b}$	$D_П$	T	Дата	$\lg\frac{b''}{b}$	$D_П$	T
14, 15 марта	—	—	8500°	30 марта	—0,19	—0,20	8000°(8600°)
20, 22 »	—0,15	—0,10	9500	31 »	—0,16	—0,20	7000 (9200)
27, 28 »	—0,18	—0,14	8900	6 апреля	—0,21	—0,16	8600

Отметим, что мы оцениваем только верхнюю границу величины непрерывного спектра вследствие следующих причин: 1) при определении интенсивности $П_8$ мы считали, что оптическая толща в линиях серии Бальмера <1 и этим могли занизить интенсивность $П_8$ и 2) мы пренебрегли интенсивностью других линий, в частности [S III] (9532 Å), которая может быть довольно большой.

Проведенная нами оценка интенсивности непрерывного спектра в области 9500 Å позволила оценить величину пашеновского скачка. При

этой оценке мы предполагали, что излучение у предела пашеновской серии со стороны длинных волн такое же, как в области 9500 Å. Результаты оценок величины пашеновского скачка приведены в третьем столбце табл. 4. Действительные значения скачка могут быть несколько больше.

ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ШИРИНА ЛИНИИ H_α И ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ, ИЗЛУЧАЕМОЙ НОВОЙ В ЭТОЙ ЛИНИИ

Эквивалентная ширина линии H_α была оценена двумя методами. В первом мы определили W_{H_α} из графиков фиг. 2. Распределение энергии в непрерывном спектре Новой позволило определить эквивалентную ширину линии H_α в единицах непрерывного спектра в области 6560 Å. Ширина линии H_α в ангстремах была определена по регистрограммам, присланным профессором Дюфе. Произведение этих величин дало W_{H_α} в Å. Ошибка определения эквивалентной ширины H_α составляет около 10%, так как линия H_α попадает на край полосы пропускания фильтра. Результаты определения W_{H_α} приведены в табл. 5, столбец 2.

Таблица 5

Дата	W_{H_α}, Å	W'_{H_α}, Å	H_α/H_β	Дата	W_{H_α}, Å	W'_{H_α}, Å	H_α/H_β
14, 15 марта	4 400	—	4,8	30 марта	8 600	7000	5,3
20, 22 »	7 400	—	5,8	31 »	7 100	6600	4,8
27, 28 »	10 500	—	6,8	6 апреля	8 000	7700	4,3

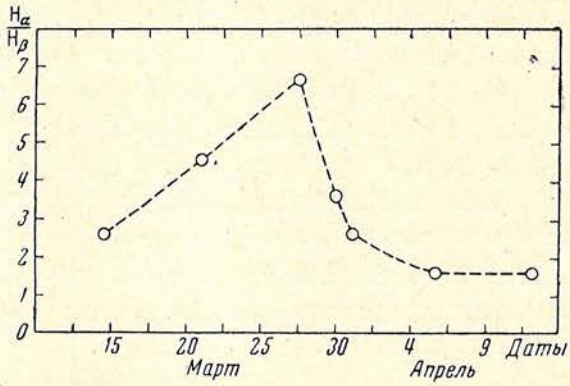
Для трех дат, когда имелись наблюдения Новой в фильтре 7020, мы оценили эквивалентную ширину H_α также и другим методом. Вычисления велись по формуле

$$\lg W'_{H_\alpha} = 0{,}4\,(m^*_{7020} - m_{6610}) + \lg \frac{p_{7020}}{p_{H_\alpha}} \Delta\lambda_{7020},$$

где W'_{H_α} — эквивалентная ширина H_α в единицах непрерывного спектра около 7000 Å; $m^*_{7020} - m_{6610}$ — разность звездных величин Новой в фильтре 7020 (с учетом эффекта ярких полос) и 6610; p_{7020} — максимальная величина пропускания фильтра 7020; p_{H_α} — величина пропускания фильтра 6610 в области H_α; $\Delta\lambda_{7020}$ — полуширина фильтра 7020. Полученные этим способом эквивалентные ширины H_α приведены в табл. 5, столбец 3. Видно, что эквивалентные ширины, определенные двумя способами, согласуются в пределах ошибок.

Используя полученное нами распределение энергии в непрерывном спектре Новой и известные эквивалентные ширины линий H_α и H_β [3], мы нашли отношение энергий, излучаемых звездой в этих линиях. Полученные значения величины H_α/H_β приведены в табл. 5, столбец 4. Для 30, 31 марта и 6 апреля вычисления H_α/H_β выполнены для значений W_{H_α}, полученных усреднением данных столбцов 2 и 3 табл. 5.

На фиг. 4 изображено изменение H_α/H_β со временем. Из рисунка видно, что наблюдается резко выраженный максимум 27, 28 марта, когда величина H_α/H_β достигает значения 6,8. Отметим, что точность наших определений H_α/H_β составляет около 10%. В туманностях это отношение обычно имеет значение около 3. Значение $H_\alpha/H_\beta > 3$ говорит о том, что оболочка Новой непрозрачна не только в линиях лаймановской серии, но также и в линиях бальмеровской серии (переходная стадия). Т. Ф. Плешковой [10] был произведен расчет отношения H_α/H_β для этой стадии с учетом движения оболочки Новой. Было показано, что эта величина проходит через максимум примерно через месяц после вспышки. Отметим, что подобный ход H_α/H_β наблюдался Сойером у RSOph в 1933 г. [11], причем максимальная величина H_α/H_β была более 10.



Фиг. 4. Изменение H_α/H_β со временем

Полученные нами наблюдения Веги с фильтром 6610 дают возможность определить абсолютную яркость Новой в линии H_α. По относительному распределению энергии в спектре Веги (A0 V, $m_v = +0^m,02$) и освещенности E_{A0}, создаваемой монохроматическим потоком в $\lambda = 5560$ Å от звезды A0 с $m_v = 0^m,00$ на внешней границе атмосферы Земли [12], мы нашли значение $E_{\text{Веги}}$ для 6610 Å. Зная эту величину и отношение яркостей Новой и Веги в фильтре 6610, легко вычислить величину освещенности E_{H_α}, создаваемую излучением Новой в линии H_α на внешней границе земной атмосферы:

$$\lg E_{H_\alpha} = 0{,}4\,(m^0_{\text{В}} - m^0_{\text{Н}}) + \lg E_{\text{Веги}}\Delta\lambda_{6610} + \lg \frac{p_{6610}}{p_{H_\alpha}},$$

где $m^0_{\text{В}} - m^0_{\text{Н}}$ — внеатмосферная разность звездных величин Веги и Новой; $\Delta\lambda$ — полуширина фильтра 6610; p_{6610} и p_{H_α} — величины пропускания фильтров в максимуме и в области H_α. Значения E_{H_α} для различных дат наблюдений приведены в табл. 6.

Таблица 6

Дата	E_{H_α}, эрг/сек·см²	Дата	E_{H_α}, эрг/сек·см²
15 марта	$1{,}41\cdot10^{-7}$	16 апреля	$0{,}22\cdot10^{-7}$
22 »	0,90	23 »	0,14
25 »	0,79	26 »	0,13
27 »	0,76	27 »	0,12
28 »	0,75	28 »	0,12
29 »	0,75	29 »	$0{,}11\cdot10^{-7}$
30 »	0,65	6 мая	$0{,}88\cdot10^{-8}$
31 »	0,59	9 »	0,84
6 апреля	0,37	18 »	0,58
13 »	0,25	20 »	0,58
14 »	0,23	23 »	0,51
15 »	0,24	24 »	$0{,}51\cdot10^{-8}$

Абсолютная величина энергии, излучаемой Новой в линии H 28 марта 1960 г., составляла $5 \cdot 10^{37}$ *эрг/сек*, если считать, что расстояние до Новой равно 1,2 *кпс*, а межзвездное поглощение в области H_α составляет 1,7.

ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИИ He I 10 830 Å

Наблюдения Новой в фильтре 11 250 показали, что в этой области спектра излучение Новой больше, чем в областях 7000, 8000 и 9500 Å. Это может быть вызвано наличием сильной эмиссии. Известно, что в туманностях в этой области спектра наблюдается сильная линия He I 10 830 Å [13]. Кроме того, в спектре Новой в область пропускания фильтра 11 250 должны попадать линии $П_6$ 10 938 Å, He II 11 626 Å и [S II] 10 320 Å. Эквивалентные ширины всех этих линий можно оценить из спектральных наблюдений Новой в видимой области спектра, учтя распределение энергии в непрерывном спектре звезды. Для 10 830 Å такую оценку сделать трудно, так как ее интенсивность может быть увеличена за счет возбуждения электронным ударом. Зная эффект ярких полос для фильтра 11 250, создаваемый всеми линиями, кроме 10 830 Å, и полагая известной интенсивность непрерывного спектра в этой области, можно оценить и интенсивность линии 10 830 Å. Эта оценка, конечно, очень груба, но из-за отсутствия других возможностей она представляет несомненный интерес.

Эквивалентная ширина линии $П_6$ оценена по эквивалентной ширине линии H_α, имеющей тот же верхний уровень. Поскольку оптическая толща оболочки в бальмеровских линиях несколько больше единицы (переходная стадия), а в линиях пашеновской серии меньше единицы, эта оценка может быть несколько занижена. Эквивалентная ширина линии He II 11 626 Å оценена по эквивалентной ширине линии 5411 Å [3]. Эквивалентная ширина [S II] 10 320 Å оценена по интенсивности линий [S II] 4068 Å и 4076 Å [3].

Проведенная таким образом оценка эквивалентных ширин линий с учетом чувствительности фотометра и пропускания фильтра 11 250 показала, что эффект ярких полос, создаваемый линией водорода $П_6$, почти на порядок больше эффекта, создаваемого линиями He II и [S II].

Уровень непрерывного спектра в области 11 000 Å мы оценили двумя методами: в первом случае мы соединили прямой точки на графиках фиг. 2, дающие уровень непрерывного спектра в $\lambda\lambda$ 4350, 5550 и 9500 Å, пытаясь этим исключить излучение за пределом пашеновской серии; во втором случае мы просто приняли за уровень непрерывного спектра в области 11 000 Å значение, даваемое теоретическим расчетом для рекомбинационного свечения водорода с учетом свободно-свободных переходов при $T_e = 15\,000°K$ (см. ниже).

Расчеты показали, что в обоих случаях эффект ярких полос в фильтре 11 250, создаваемый линией 10 830 Å, на порядок превосходит эффект, создаваемый линией водорода. Ошибка определения $W_{П_6}$ поэтому почти не влияет на оценку интенсивности 10 830 Å. Основная ошибка вызвана неопределенностью величины интенсивности непрерывного спектра в этой области.

При использовании первого метода оценки непрерывного спектра интенсивность линии 10 830 Å получается близкой к интенсивности линии H_β. При втором методе яркость Новой в линии 10 830 Å в 2 раза больше яркости в линии H_β. Для таких весьма грубых оценок полученное различие в интенсивности 10 830 Å вполне допустимо.

Итак, можно считать, что интенсивность линии 10 830 Å в спектре Новой Геркулеса 1960 г. в конце марта была сравнима с интенсивностью H_β.

О ПРИРОДЕ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА НОВОЙ

Некоторые выводы о природе непрерывного спектра Новой можно сделать на основе данных о распределении энергии, полученных нами для большого участка спектра, захватывающего пределы бальмеровской и пашеновской серий водорода.

Как отмечалось выше, в период наших наблюдений не происходило сильных изменений в распределении энергии в спектре Новой. Поэтому мы решили ограничиться анализом лишь некоторой средней кривой.

Большая величина бальмеровского скачка наводит на мысль о том, что непрерывный спектр у Новой имеет ту же природу, что и у эмиссионных туманностей.

Было проведено сравнение полученного распределения энергии в непрерывном спектре Новой с распределением энергии для рекомбинационного свечения водорода. М. Ситон [14] приводит формулы для расчета распределения энергии в непрерывном спектре водорода для случая рекомбинаций, свободно-свободных и двуквантовых переходов. Двуквантовые переходы играют роль лишь при низкой электронной плотности ($n_e < 10^6$). Чтобы оценить их роль в нашем случае, надо было оценить n_e для Новой. Это было сделано по величине абсолютной интенсивности линий H_α согласно следующей формуле [15]:

$$I_{H_\alpha} = c \cdot 10^{-26} n_e^2, \qquad (2)$$

где I_{H_α} — световой поток, выходящий из 1 *см*^{3} оболочки в 1 *сек* в угле в 1 *стер*; $c=2{,}6$ для случая оптически плотной среды (в линиях лаймановской серии). Эта формула не вполне применима для нашего случая, когда оболочка непрозрачна также и в линиях бальмеровской серии. Поэтому по ней можно оценить только нижнюю границу электронной плотности.

Из наблюдений нам известна величина энергетической освещенности $E_{H\alpha}$, создаваемая излучением Новой в линии H_α на границе земной атмосферы, поэтому формулу (2) удобно переписать следующим образом:

$$n_e = 10^{13} R \sqrt{\frac{3E_{H_\alpha}}{4\pi c\,(vt)^3}}\ , \qquad (3)$$

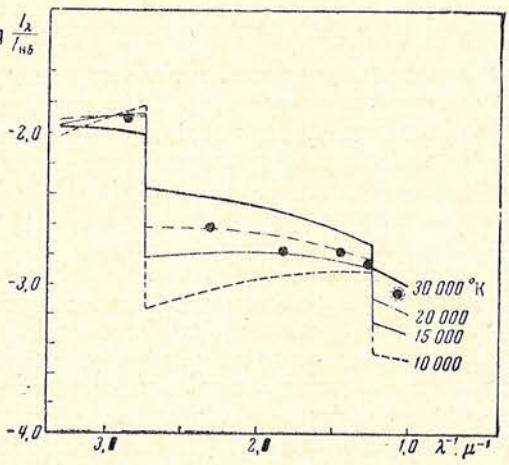
где R — расстояние до Новой; v — средняя скорость расширения оболочки, определенная по полуширине линий излучения; t — время, отсчитываемое от момента максимума блеска Новой. При выводе этой формулы мы предполагали, что вещество, выброшенное при вспышке Новой, равномерно заполняет шар с радиусом, равным vt. На самом деле оболочка может иметь форму шарового слоя, неравномерно заполненного веществом. Делая указанное выше допущение, мы тем самым занижаем электронную плотность. При $R=1{,}2$ *кпс*, $t=27$ дней и $v=1500$ *км/сек* формула (3) дает значение n_e, равное 10^9 *см*$^{-3}$. Учитывая указанное предположение, можно считать, что в оболочке Новой $n_e > 10^9$ *см*$^{-3}$. При такой плотности роль двуквантовых переходов ничтожно мала. Остаются два процесса: рекомбинации и свободно-свободные переходы.

Распределение энергии в спектре при свободно-свободных переходах зависит только от электронной температуры. Мы оценили возможные значения электронной температуры в оболочке Новой по отношению интенсивностей запрещенных линий [O III] N_1+N_2 и λ 4363 для электронной плотности $n_e=10^9$ *см*$^{-3}$ [16]. Оказалось, что значение температуры T_e может лежать в пределах $8000° < T_e < 16\,000°$K.

Расчет распределения энергии в непрерывном спектре в области 3500—10 000 Å при рекомбинационном свечении водорода с учетом сво-

бодно-свободных переходов мы произвели для четырех значений электронных температур $T_e = 10\,000$, $15\,000$, $20\,000$ и $30\,000°$K.

Результаты приведены на фиг. 5. По оси абсцисс отложены величины, обратные длинам волн (в микронах), по оси ординат—значения $\lg \frac{I_\lambda}{I_{H_\delta}}$. На этом же рисунке кружками нанесены средние данные распределения энергии в спектре Новой. При этом шкала по оси ординат сдвинута так, чтобы точка для 8000 Å $\left(\frac{1}{\lambda} = 1{,}25\right)$ лежала на полученных нами теоретических кривых. Наилучшее согласие наблюдений и теоретических кривых получается для $T = 15\,000°$K. Точка для 4350 Å $\left(\frac{1}{\lambda} = 2{,}3\right)$ лежит несколько выше кривой для $T_e = 15\,000°$ K, вероятно, в результате систематических ошибок, возникающих при учете эффекта ярких полос. Поскольку линий в этом участке спектра очень много, то вполне вероятно, что при обработке спектрограмм непрерывный спектр был проведен несколько выше, чем он проходит в действительности. Точка для 9500 Å $\left(\frac{1}{\lambda} = 1{,}05\right)$ также лежит выше теоретической кривой. Этого следовало ожидать, поскольку эффект ярких полос в этом фильтре учтен неполностью.



Фиг. 5. Сопоставление теоретического распределения энергии (рекомбинации+свободно-свободные переходы) с распределением энергии в непрерывном спектре Новой, полученным из наблюдений

Мы подсчитали также величину отношения $10^3 \frac{I_{8000}}{I_{H_\delta}}$, взяв эквивалентную ширину H_δ из [3] и учитывая среднее распределение энергии в непрерывном спектре Новой. Расчет дал значение $10^3 \frac{I_{8000}}{I_{H_\delta}} = 3$, в то время как теоретический расчет дает значение 2. По порядку величины совпадение хорошее.

Подводя итоги изложенному, можно сказать, что полученное нами распределение энергии в спектре Новой в области 3500—9500 Å хорошо объясняется рекомбинационным свечением водорода в сумме со свободно-свободными переходами. В пользу этого заключения говорят два факта: 1) отношение интенсивностей бальмеровских линий, в частности H_δ, к непрерывному спектру довольно близко к значению, наблюдаемому у эмиссионных туманностей; 2) распределение энергии в непрерывном спектре совпадает с теоретическим распределением энергии в непрерывном спектре (в частности, большая величина бальмеровского скачка) при рекомбинационном свечении водорода при $T_e = 15\,000$—$18\,000°$ K, с учетом свободно-свободных переходов.

Очевидно, в этот период свечение самой звезды в видимой области намного меньше свечения оболочки, и мы его не регистрируем.

Отметим, что еще в 1937 г. А. Сойер [11], изучая оболочку RS Oph 1933 г. и основываясь на одинаковом ходе кривых блеска этой звезды в водородных линиях в непрерывном спектре, высказал предположение, что непрерывный спектр Новой может быть полностью обусловлен свечением оболочки. По характеру кривой блеска RS Oph и Новая Геркулеса 1960 г. сходны. Очевидно, можно считать, что у новых звезд подобного типа примерно через месяц после вспышки мы наблюдаем только оболочку. В этом случае спектрофотометрическая температура перестает быть температурной характеристикой; яркость непрерывного спектра определяется электронной температурой в оболочке.

ОЦЕНКА МАССЫ ОБОЛОЧКИ НОВОЙ

Определенная нами плотность электронов в оболочке Новой позволила оценить и ее массу $M_{об}$ в предположении, что она состоит из полностью ионизованного водорода $M_{об} = n_e V m_H$ где V — объем оболочки, определенный по средней скорости расширения (см. выше); m_H — масса атома водорода. Вычисления дают значения $M_{об} = 2 \cdot 10^{-4}\ M_\odot$ (в оценке массы мы могли допустить ошибку не более чем в 1,5—2 раза). Эта величина лежит в пределах величин масс, выбрасываемых при вспышках новыми [17].

В заключение мы хотим подчеркнуть эффективность сочетания спектральных и фотоэлектрических наблюдений, которые позволили получить распределение энергии в непрерывном спектре Новой в широком диапазоне спектра, а также оценить интенсивность линии 10 830 Å. На основе этого достаточно богатого материала наблюдений удалось сделать заключение о том, что свечение Новой Геркулеса 1960 г. через месяц после вспышки, когда блеск ее в видимых лучах упал на $4—5^m$, обусловлено рекомбинационным свечением водорода в сумме со свободно-свободными переходами.

Авторы приносят искреннюю благодарность проф. Ж. Дюфе, любезно откликнувшегося на нашу просьбу и приславшего нам регистрограммы спектров Новой, полученных на обсерватории Сен-Мишель. Без этих регистрограмм мы не смогли бы выполнить настоящую работу. Авторы также глубоко благодарны чл.-корр. АН СССР Э. Р. Мустелю за ценные советы, В. Б. Никонову, А. А. Боярчуку, Р. Е. Гершбергу и В. И. Пронику за внимание к работе и помощь при обсуждении полученных результатов.

12 мая 1962 г.

Литература

1. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 217, 1961.
2. В. В. Прокофьева, Т. С. Белякина. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 220, 1961.
3. Э. Р. Мустель и др. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 181, 1961.
4. J. Dufay, M. Bloch, J. Andrillat. C. r. Acad. Sci., **251**, 181, 1961.
5. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **27**, 267, 1962.
6. С. В. Некрасова, В. Б. Никонов, Е. Рыбка, Н. С. Полосухина. Изв. Крымской астрофиз. обс., **27**, 228, 1962.
7. J. S. Hall, R. C. Williams. Astrophys. J., **95**, 225, 1942.
8. K. Hunger, Z. Astrophys., **36**, 42, 1955.
9. Н. Л. Иванова и др. Сообщ. Бюраканской обс., **29**, 25, 1961.
10. Т. Ф. Плешкова. Ученые записки ЛГУ, сер. матем., вып. 34, 1958, № 273.
11. A. J. Sayer. Harv. Ann., **105**, 21, 1937.
12. A. D. Code. В сб. «Stellar atmospheres», Univ. of Chicago Press, Chicago, 1960, p. 85.
13. В. Ф. Есипов, П. В. Щеглов. Астрон. ж., **38**, 554, 1961.
14. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **115**, 279, 1955.
15. A. Burgess. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **118**, 477, 1958.
16. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **114**, 154, 1954.
17. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **10**, 200, 1953.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

ФОРМУЛЫ, ГРАФИКИ И НОМОГРАММЫ ДЛЯ КОЛИЧЕСТВЕННОГО АНАЛИЗА СПЕКТРОВ ЭМИССИОННЫХ ОБЪЕКТОВ

А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник

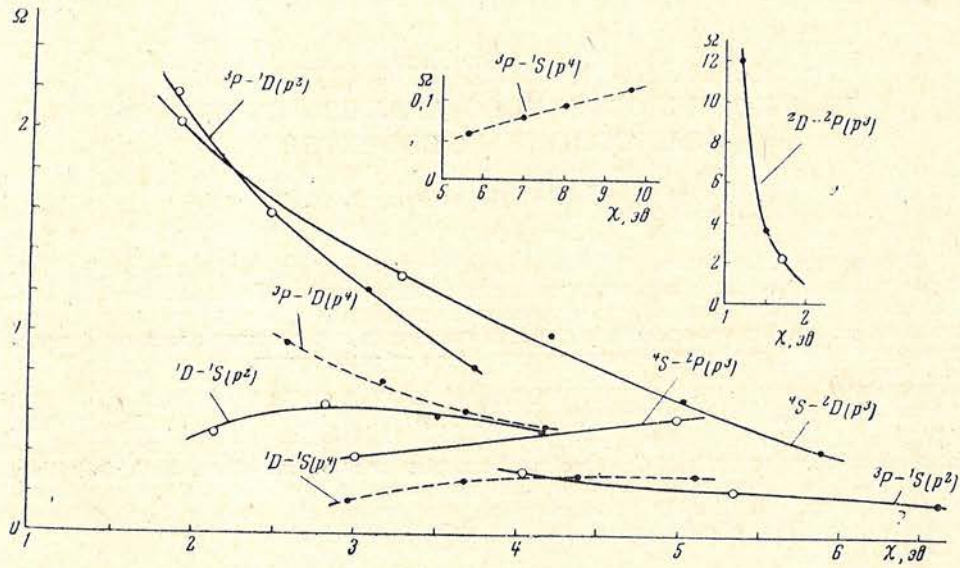
Приводятся атомные константы, рабочие формулы, графики и номограммы, необходимые для количественного анализа спектров эмиссионных туманностей. Методы, первоначально развитые для исследования эмиссионных туманностей, уточнены с тем, чтобы их можно было применять и для анализа других эмиссионных объектов, физические условия в которых существенно отличаются от небулярных.

FORMULAS, GRAPHS AND NOMOGRAMS FOR A QUANTITATIVE ANALYSIS OF THE SPECTRA OF EMISSION OBJECTS, by *A. A. Boyarchuk, R. E. Gershberg, V. I. Pronik.*— Atomic constants, working formulas, graphs and nomograms, necessary for a quantitative analysis of the spectra of emission nebulae, are given. Methods initialy obtained for the investigation of emission nebulae are developed so that they can be applied for an analysis of other emission objects, the physical conditions in which differ essentially from those of nebular objects.

Методы количественного анализа спектров планетарных и диффузных туманностей к настоящему времени разработаны достаточно подробно. Однако в учебниках по теоретической астрофизике и в специальных монографиях излагается в основном теоретическая сторона вопроса и для практического проведения анализа данных наблюдений приходится обращаться к многочисленным журнальным статьям, где даются рабочие формулы, атомные константы и т. п. Поэтому представляется целесообразным собрать вместе весь необходимый справочный материал и представить его в наглядном и удобном для использования виде. С другой стороны, методы, развитые для анализа эмиссионных туманностей, при некоторой модификации можно с успехом применять и к другим объектам—к протяженным атмосферам звезд, где наблюдаются запрещенные линии, к расширяющимся оболочкам новых звезд, к эмиссионным ядрам некоторых внегалактических туманностей. При таком использовании «небулярных» методов необходимо пересмотреть обычные рабочие формулы, поскольку некоторые допущения, сделанные при получении этих формул из более общих соотношений, перестают быть справедливыми в перечисленных выше объектах, где физические условия — плотность и состояние ионизации вещества, электронная температура, поле излучения — могут существенно отличаться от условий в эмиссионных туманностях.

Настоящая статья представляет собой сводку рабочих формул, атомных параметров, графиков и номограмм, необходимых для анализа спектров различных эмиссионных объектов. Исходные данные взяты по возможности из последних опубликованных работ; большинство графиков публикуется впервые.

1. Как известно, анализ физических условий в планетарных и диффузных туманностях обычно проводится по относительным интенсивностям запрещенных линий. Метод определения электронной температуры T_e по отношению интенсивностей авроральных и небулярных линий [O III], предложенный Амбарцумяном, и метод определения электронной плотности (n_e) по отношению интенсивностей компонент ультрафиолетового дублета [O II], предложенный Ситоном, стали классическими. Очевидно, для тех же целей можно использовать и другие элементы с аналогичной структурой энергетических уровней.



Фиг. 1. Зависимость параметра удара Ω от потенциала возбуждения для различных запрещенных переходов

В табл. 1—3 собраны данные о всех линиях, аналогичных запрещенным линиям [O II] и [O III], которые наблюдаются в спектрах планетарных туманностей и которые в принципе могут быть использованы для определения физических условий в эмиссионных объектах или для изучения стратификации этих условий. Элементы с подходящими линиями выбраны на основании детального исследования спектра планетарной туманности NGC 7027 [1]. Кроме того, были просмотрены списки линий в спектрах других планетарных и диффузных туманностей [2], в спектрах симбиотических звезд [3], солнечной короны [4], новоподобной RS Oph [5], и эмиссионных ядер внегалактических туманностей [6]. Однако в спектрах этих объектов не нашлось запрещенных линий типа линий [O II] и [O III], которых не было бы в спектре планетарной туманности NGC 7027.

В табл. 1—3 для ионов с основными электронными конфигурациями p^3, p^2 и p^4 соответственно приведены термы верхних и нижних состояний ионов, длины волн линий, вероятности спонтанных переходов A и параметры удара Ω. Для большинства величин A и Ω источники сведений о них указаны в начале соответствующих столбцов; немногочисленные исключения объяснены в примечаниях к таблицам. Следует отметить, что не для всех линий вычислены необходимые атомные константы, а имеющиеся данные далеко не равнозначны по точности. Результаты Гарстанга [8], например, более точны, чем данные Пастернака [12]. Что же касается величин Ω, то сведения о них еще более

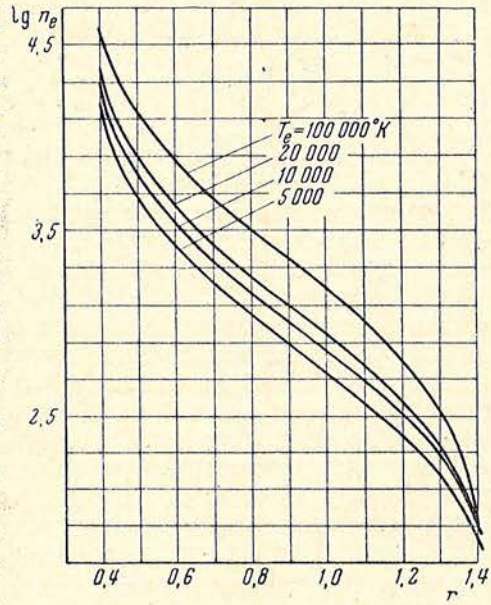
бедные. За неимением ничего другого в некоторых случаях приходится использовать Ω, полученные интерполяцией и даже экстраполяцией данных, относящихся к другим атомам. На фиг. 1 показана зависимость Ω от потенциала возбуждения χ для переходов в различных ионах, имеющих электронные конфигурации p^2, p^3 и p^4. Как следует из фигуры, для переходов между одинаковыми термами в различных атомах существует довольно четкая зависимость $\Omega(\chi)$. Фиг. 1 построена по данным Ситона [10]. Кружками обозначены результаты точных квантово-механических расчетов, точками — оценочные значения Ω; штрихом проведены кривые, основанные только на оценочных величинах Ω.

2. Полная теория метода определения электронной плотности по отношению интенсивностей компонент ультрафиолетового дублета λ 3727 [O II] дана Ситоном и Остерброком [7]. В соответствии с этой теорией по формуле

$$\frac{I_{\lambda\,3729}}{I_{\lambda\,3726}} = 1{,}5 \cdot \frac{1 + 0{,}33\varepsilon + 0{,}23y\,(1 + 0{,}75\varepsilon + 0{,}14\varepsilon^2)}{1 + 0{,}40\varepsilon + 0{,}099y\,(1 + 0{,}84\varepsilon + 0{,}17\varepsilon^2)}, \qquad (1)$$

$$\text{где} \quad \varepsilon = \exp\left(-\frac{19\,600}{T_e}\right); \quad y = \frac{n_e}{\sqrt{T_e}},$$

нами построена зависимость $I_{\lambda\,3729}/I_{\lambda 3726}$ от электронной плотности для различных электронных температур (фиг. 2). Из фиг. 2 следует, что метод определения n по $I_{\lambda\,3729}/I_{\lambda 3726}$ эффективен в диапазоне плотностей от 200 до 10 000 $см^{-3}$. При использовании этого метода надо иметь в виду ограниченность теории [7]: она справедлива в предположении, что населенность возбужденных конфигураций пренебрежимо мала по сравнению с населенностью метастабильных уровней ^2P и ^2D основной конфигурации $2p^3$, иными словами, в предположении, что наблюдаемое свечение линий [O II] полностью определяется переходами внутри основной конфигурации $2\,p^3$. В поле сильного коротковолнового излучения или при высокой электронной температуре вещества, когда уровни ^2P и ^2D будут эффективно заселяться переходами сверху, теория [7] становится неполной. Однако в этих условиях должна происходить быстрая ионизация O II, так что едва ли там можно ожидать заметного свечения [O II].



Фиг. 2. Зависимость $r = I_{\lambda 3729}/I_{\lambda 3726}$ от электронной плотности для различных температур

В зависимости от электронной плотности меняется отношение интенсивностей и внутри инфракрасного дублета [O II]. Однако изменение отношения $I_{\lambda\,7330}/I_{\lambda\,7320}$ происходит лишь в пределах от 1,24 до 1,31, так что определить электронную плотность по этому дублету при существующей точности наблюдений практически не удается.

Для свечения других ионов, имеющих сходное с O II строение электронных оболочек, до сих пор нет таких подробных расчетов, как [7]. Все дело в отсутствии надежных значений для A и Ω. Особенно жела-

Термы	O II			Ne IV			S II			C III	
	λ	A [7]	Ω [7]	λ	A [11]	Ω [10]	λ	A [9]	Ω [10]	λ	A [12]
$^4S_{3/2}-^2D_{3/2}$	3726,0	$1{,}8\cdot10^{-4}$	0,51	—	$5{,}6\cdot10^{-3}$	0,68	6730,8	$1{,}7\cdot10^{-3}$ а)	2,02	5537,6	$7{,}2\cdot10^{-3}$
$^4S_{3/2}-^2D_{5/2}$	3728,8	$4{,}2\cdot10^{-5}$	0,77	—	$5{,}9\cdot10^{-4}$		6716,4	$6{,}3\cdot10^{-4}$ а)		5517,7	$2{,}2\cdot10^{-3}$
$^4S_{3/2}-^2P_{1/2}$	—	0,024	0,19	—	0,53	0,23	4076,4	0,066	0,38	3353,4	0,37
$^4S_{3/2}-^2P_{3/2}$	—	0,060	0,39	—	1,33		4068,6	0,27		3342,7	0,90
$^2P_{1/2}-^2D_{3/2}$	7330,2	0,100	0,33	4725,6	0,39	3,51	10336,0	0,48	12,7	8501,8	0,59
$^2P_{1/2}-^2D_{5/2}$	7319,9	0,061	0,38	4715,6	0,11		10369,7	0,11		8550,5	0,27
$^2P_{3/2}-^2D_{3/2}$	7330,7	0,061	0,52	4724,2	0,44		10284,3	0,14		8433,7	0,49
$^2P_{3/2}-^2D_{5/2}$	7319,4	0,115	0,89	4714,2	0,40		10317,7	0,43		8481,6	0,64
$^2P_{1/2}-^2P_{3/2}$	—	$6\cdot10^{-11}$	0,33	—	$2{,}3\cdot10^{-9}$		—	—	—	—	$7{,}7\cdot10^{-6}$
$^2D_{3/2}-^2D_{5/2}$	—	$1{,}3\cdot10^{-7}$	0,85	—	$1{,}4\cdot10^{-6}$		—	—	—	—	$3{,}2\cdot10^{-6}$

Примечание. а) данные взяты из [8], б) — из [9].

Термы	O III			N II			S III			Ne V		
	λ	A [13]	Ω [10]	λ	A [13]	Ω [10]	λ	A [14]	Ω	λ	A [13]	Ω [10]
$^3P_2-^1D_2$	5006,8	0,021	1,59	6583,4	$3{,}0\cdot10^{-3}$	2,17	9532,1	0,0642		3425,9	0,38	0,84
$^3P_1-^1D_2$	4958,9	0,0071		6548,1	$1{,}03\cdot10^{-3}$		9069,4	0,0249		3345,8	0,14	
$^3P_0-^1D_2$	4931,0	$1{,}9\cdot10^{-6}$		6527,4	$4{,}2\cdot10^{-7}$		8831,5	$2{,}1\cdot10^{-5}$ б)		—	$1{,}9\cdot10^{-5}$	
$^1D_2-^1S_0$	4363,2	1,6	0,64	5754,6	1,08	0,50	6312,1	3,6		2972	2,6	0,53
$^3P_2-^1S_0$	—	$7{,}1\cdot10^{-4}$	0,22	3070,8	$1{,}6\cdot10^{-4}$	0,31	3796,7	0,024		—	$6{,}8\cdot10^{-3}$	0,16
$^3P_1-^1S_0$	—	0,23		3063,0	0,034		3721,8	0,842		—	4,2	
$^3P_0-^1S_0$	—	—		—	—		—	—		—	—	
$^3P_1-^3P_2$	—	$9{,}7\cdot10^{-5}$	—	—	$7{,}4\cdot10^{-6}$	—	—	$2{,}1\cdot10^{-3}$ б)		—	$4{,}5\cdot10^{-3}$	—
$^3P_0-^3P_2$	—	$3{,}5\cdot10^{-11}$	—	—	$1{,}3\cdot10^{-12}$	—	—	$1{,}1\cdot10^{-7}$ б)		—	$5{,}2\cdot10^{-9}$	—
$^3P_0-^3P_1$	—	$2{,}6\cdot10^{-5}$	—	—	$2{,}1\cdot10^{-6}$	—	—	$4{\cdot}7\cdot10^{-4}$ б)		—	$1{,}3\cdot10^{-3}$	—

Примечание. а) данные взяты из [14], б) — из [12], в)— из [15].

тельно провести вычисление этих параметров для ярких линий [S II] и [Ar IV]. Теория свечения этих ионов, данная Накви и Талваром [9], является неполной, так как в ней совершенно не учитываются переходы тонкой структуры $^2D_{3/2} \rightleftarrows {}^2D_{5/2}$ и $^2P_{1/2} \rightleftarrows {}^2P_{3/2}$, и трудно оценить точность результатов, получаемых на основе таких расчетов.

3. В условиях эмиссионных туманностей отношение интенсивностей авроральных и небулярных линий ионов O III сильно зависит от электронной температуры и весьма слабо зависит от плотности вещества. Поэтому по отношению интенсивностей $I_{N_1+N_2}/I_{\lambda 4363}$ обычно определяют электронную температуру планетарных туманностей. При бо́льших плотностях указанное отношение зависит как от T_e, так и от n_e. Для анализа различных эмиссионных объектов необходимо, естественно, учитывать общий вид зависимости отношения типа $I_{N_1+N_2}/I_{\lambda 4363}$ от электронной температуры и плотности. Такую общую зависимость нетрудно получить из рассмотрения условия стационарности населенности уровней основной конфигурации ионов типа O III. Эта электронная конфигурация имеет основной уровень ^3P и два возбужденных уровня ^1D и ^1S. Отношение интенсивностей небулярной и авроральной линий выражается простой формулой

$$\frac{I_N}{I_A} = \frac{\chi_{DP} A_{DP} N_D}{{}_{DS} A_{SD} N_S}, \tag{2}$$

где N_D и N_S — населенности соответствующих уровней. Если в результате спонтанных переходов (с излучением запрещенных линий) и пере-

Таблица 1

	Ar IV			K V			Ca VI		
Ω	λ	A [12]	Ω	λ	A [12]	Ω	λ	A [12]	Ω
	4740,2	$2{,}7\cdot10^{-2}$ б)		4163,3	0,093		—	0,288	
	4711,3	$2{,}6\cdot10^{-3}$ б)		4122,6	0,0075		—	0,020	
	—	0,95		—	2,2		—	4,8	
	—	2,3		—	5,4		—	12	
	7262,8	0,94		6349,5	1,7		5631,0	2,9	
	7332,0	0,31		6446,5	0,35		5766,4	0,39	
	7170,6	1,01		6223,4	2,1		5460,0	4,2	
	7137,3	0,99		6316,6	1,6		5587,2	2,9	
	—	$5{,}3\cdot10^{-5}$		—	$2{,}9\cdot10^{-4}$		—	$1{,}5\cdot10^{-3}$	
	—	$2{,}3\cdot10^{-5}$		—	$1{,}4\cdot10^{-4}$		—	$7{,}6\cdot10^{-4}$	

Таблица 2

Ar V			F IV			Cl IV			K VI			Ca VII		
λ	A [14]	Ω	λ	A [13]	Ω [10]	λ	A [14]	Ω	λ	A [12]	Ω	λ	A [12]	Ω
7005,7	0,519		4060,2	0,098		8045,6	0,197		6229,3	1,20 а)		5615,8	2,5	
6435,1	0,224		3997,4	0,034	1,21	7530,5	0,0802		5603,2	0,553 а)		4938,6	1,2	
6131	$9{,}7\cdot10^{-5}$ а)		—	$6{,}4\cdot10^{-6}$		7262,3	$4{,}9\cdot10^{-5}$ б)		5269	$2{,}0\cdot10^{-4}$		4571	$4{,}3\cdot10^{-4}$	
4625,5	4,8		3532,2	2,1	0,17	5323,3	4,2		4097	8,1 в)		3688	8,9 в)	
—	0,10		—	$2{,}3\cdot10^{-3}$		3203,3	0,055		—	0,30 в)		—	0,53 в)	
—	6,76		—	1,1	0,58	3118,3	2,56		—	15 в)		—	3,3 в)	
	—		—	—		—	—		—	—		—	—	
—	0,027 б)		—	$7{,}8\cdot10^{-4}$	—	—	$8{,}3\cdot10^{-3}$ б)		—	$7{,}7\cdot10^{-2}$		—	0,19	
—	$2{,}7\cdot10^{-6}$ б)		—	$5{,}0\cdot10^{-10}$	—	—	$6{,}1\cdot10^{-7}$ б)		—	$1{,}0\cdot10^{-5}$		—	$3{,}8\cdot10^{-5}$	
—	$8{,}0\cdot10^{-3}$ б)		—	$2{,}0\cdot10^{-4}$	—	—	$2{,}1\cdot10^{-3}$ б)		—	0,026		—	0,077	

Таблица 3

Термы	Ne III			Ar III			K IV			Ca V		
	λ	A [13]	Ω	λ	A [9]	Ω	λ	A [9]	Ω	λ	A [12]	Ω
$^3P_2$—$^1D_2$	3868,8	0,20		7135,8	0,321		6101,8	0,835		5309,2	2,0	
$^3P_1$—$^1D_2$	3967,5	0,060	0,76	7751,1	0,0838		6794,8	0,202		6086,9	0,44	
$^3P_0$—$^1D_2$	—	$1{,}5\cdot10^{-5}$		8036,4	$5{,}8\cdot10^{-5}$ а)		7109,4	$1{,}1\cdot10^{-4}$ а)		6427,0	$2{,}0\cdot10^{-4}$	
$^1D_2$—$^1S_0$	3342,9	2,8	0,27	5191,8	3,9		4510,9	4,5		3996,3	7,9	
$^3P_2$—$^1S_0$	—	$5{,}1\cdot10^{-3}$		3005,1	0,057		—	0,11		—	0,27	
$^3P_1$—$^1S_0$	—	2,2	0,077	3109,0	3,84		—	9,85		—	24	
$^3P_0$—$^1S_0$	—	—		—	—		—	—		—	—	
$^3P_1$—$^3P_2$	—	0,0061	—	—	0,031 а)		—	0,10 а)		—	0,31	
$^3P_0$—$^3P_2$	—	$2{,}0\cdot10^{-8}$	—	—	$5{,}6\cdot10^{-5}$ а)		—	$2{,}3\cdot10^{-4}$ а)		—	$7{,}8\cdot10^{-4}$	
$^3P_0$—$^3P_1$	—	$1{,}13\cdot10^{-3}$	—	—	$5{,}2\cdot10^{-3}$ а)		—	0,015 а)		—	0,036	

Примечание. а) данные взяты из [12].

ходов под действием электронных ударов (вниз и вверх) населенности эти стационарны, то отношения их определяются следующим выражением:

$$\frac{N_D}{N_S} = \frac{\alpha}{\varepsilon} \cdot \frac{1 + \beta\varepsilon + \gamma y (1 + \delta\varepsilon)}{1 + \eta y (1 + \delta\varepsilon)}, \qquad (3)$$

где

$$\alpha = \frac{A_{SD} + A_{SP}}{A_{DP}} \cdot \frac{\Omega_{DP}}{\Omega_{SP}};$$

$$\varepsilon = e^{-\frac{\chi_{SD}}{kT_e}}; \qquad \beta = \frac{A_{SD}}{A_{SD} + A_{SP}} \cdot \frac{\Omega_{SP}}{\Omega_{DP}};$$

$$\gamma = 8{,}63 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega_{SD} + \Omega_{SP}}{(A_{SD} + A_{SP})\, g_S}; \qquad \delta = \frac{\Omega_{SD}\Omega_{SP}}{\Omega_{PD}(\Omega_{SD} + \Omega_{SP})};$$

$$\eta = 8{,}63 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega_{DP}}{\Omega_{SP}} \cdot \frac{\Omega_{SP} + \Omega_{SD}}{A_{DP} g_D}; \qquad = \frac{n_e}{\sqrt{T_e}};$$

$g_S = 1$ и $g_D = 5$ — статистические веса соответствующих термов.

При помощи приведенных соотношений и пользуясь данными табл. 1, нетрудно получить следующие формулы:

для [O III]:

$$\frac{I_{\lambda\,4959+\lambda\,5007}}{I_{\lambda\,4363}} = \frac{7{,}2}{\varepsilon} \cdot \frac{1 + 0{,}12\varepsilon + 4{,}1 \cdot 10^{-6} y\,(1 + 0{,}10\varepsilon)}{1 + 3{,}8 \cdot 10^{-4} y\,(1 + 0{,}10\varepsilon)}; \tag{4}$$

$$\varepsilon = e^{-\frac{33\,000}{T_e}}; \qquad \frac{I_{\lambda\,5007}}{I_{\lambda\,4959}} = 2{,}93;$$

для [N II]

$$\frac{I_{\lambda\,6548+\lambda\,6583}}{I_{\lambda\,5755}} = \frac{6{,}3}{\varepsilon} \cdot \frac{1 + 0{,}14\varepsilon + 6{,}3 \cdot 10^{-6} y\,(1 + 0{,}088\varepsilon)}{1 + 2{,}4 \cdot 10^{-3} y\,(1 + 0{,}088\varepsilon)}; \tag{5}$$

$$\varepsilon = e^{-\frac{25\,000}{T_e}}; \qquad \frac{I_{\lambda\,6583}}{I_{\lambda\,6548}} = 2{,}90;$$

для [Ne III]

$$\frac{I_{\lambda\,3869+\lambda\,3967}}{I_{\lambda\,3343}} = \frac{15}{\varepsilon} \cdot \frac{1 + 0{,}057\varepsilon + 6{,}0 \cdot 10_{-7} y\,(1 + 0{,}079\varepsilon}{1 + 2{,}3 \cdot 10^{-5} y\,(1 + 0{,}079\varepsilon)}; \tag{6}$$

$$\varepsilon = e^{-\frac{43\,000}{T_e}}; \qquad \frac{I_{\lambda\,3869}}{I_{\lambda 3967}} = 3{,}43$$

для [Ne V]

$$\frac{I_{\lambda\,3346+\lambda\,3426}}{I_{\lambda\,2972}} = \frac{12}{\varepsilon} \cdot \frac{1 + 0{,}073\varepsilon + 8{,}8 \cdot 10^{-7} y\,(1 + 0{,}15\varepsilon)}{1 + 1{,}2 \cdot 10^{-5} y\,(1 + 0{,}15\varepsilon)}; \tag{7}$$

$$\varepsilon = e^{-\frac{47\,500}{T_e}}; \qquad \frac{I_{\lambda\,3426}}{I_{\lambda\,3346}} = 2{,}65.$$

Поскольку в общем случае $\frac{I_A}{I_N}$ зависит от электронной температуры и

плотности, то на плоскости (n_e, T_e) должны существовать кривые равных отношений $\frac{I_A}{I_N} = \text{const}$. На фиг. 3—6 даны такие кривые для ионов O III, N II, Ne III и Ne V (графики построены на плоскости ($\lg n_e$, $\lg T_e$)). Число у каждой кривой указывает значение соответствующего отношения. Эти графики могут служить для быстрого определения электронной температуры и плотности по методу «перечисленных кривых», предложенному Ситоном [16].

Параллельность кривых $\frac{I_A}{I_N} = \text{const}$ оси ординат в нижних частях фиг. 3—6 соответствует тому известному факту, что при низких электронных плотностях отношения $\frac{I_A}{I_N}$ не зависят от плотности и определяются только электронной температурой. Для этих условий (ηy и $\gamma y \ll 1$) из соотношений (4)—(7) нетрудно получить следующие удобные формулы:

для [O III]

$$T_e = \frac{14\,300^\circ}{\lg\left(\frac{I_{\lambda\,5007}}{I_{\lambda\,4363}} - 0{,}57\right) - 0{,}68}; \tag{8}$$

для [N II]

$$T_e = \frac{10\,900^\circ}{\lg\left(\frac{I_{\lambda\,6583}}{I_{\lambda\,5755}} - 0{,}58\right) - 0{,}62}; \tag{9}$$

для [Ne III]

$$T_e = \frac{18\,700^\circ}{\lg\left(\frac{I_{\lambda\,3869}}{I_{\lambda\,3343}} - 0{,}60\right) - 1{,}03}; \tag{10}$$

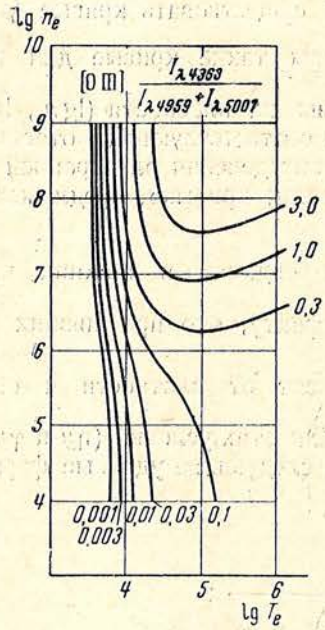
для [Ne V]

$$T_e = \frac{20\,600^\circ}{\lg\left(\frac{I_{\lambda\,3426}}{I_{\lambda\,2972}} - 0{,}54\right) - 0{,}87}. \tag{11}$$

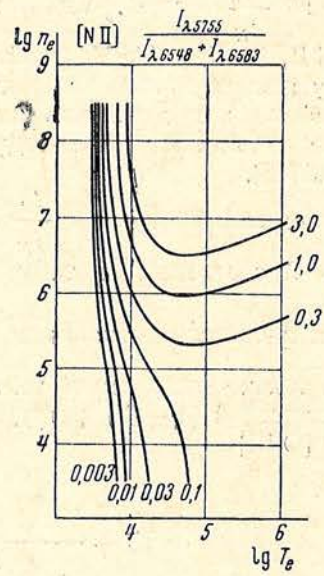
Для других ионов, сходных с O III, соотношения типа (4)—(7) пока записать не удается, так как неизвестны необходимые атомные параметры. В первую очередь следовало бы определить эти параметры для линий [S III], поскольку линии серы достаточно ярки и мало чувствительны к межзвездному поглощению света *.

---

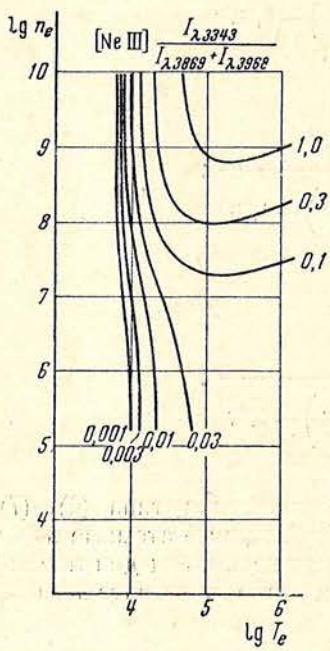
* Заметим, что во все формулы настоящей статьи входят истинные, т. е. исправленные за межзвездное поглощение интенсивности линий.



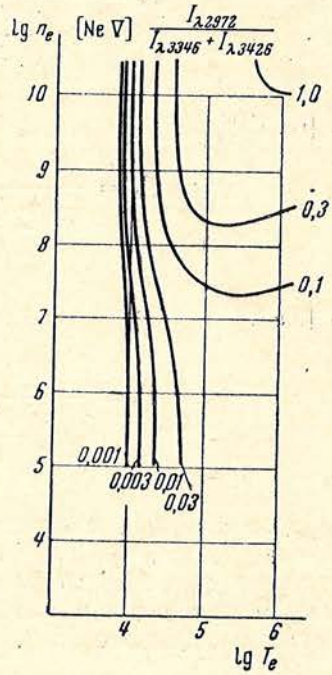
Фиг. 3. Кривые $\frac{I_A}{I_N}$ =const для ионов O III



Фиг. 4. Кривые $\frac{I_A}{I_N}$ = con для ионов N II



Фиг. 5. Кривые $\frac{I_A}{I_N}$ = const для ионов Ne III



Фиг. 6. Кривые $\frac{I_A}{I_N}$ = const для ионов Ne V

Соотношения типа (4)—(7) можно получить и для ионов, сходных по структуре электронных оболочек с O II. Ситон и Остерброк [7] дают следующую формулу для отношения интенсивностей ультрафиолетового и инфракрасного дублета [O II]:

$$\frac{I_{\lambda\,3726+\lambda\,3729}}{I_{\lambda\,7320+\lambda\,7330}}=\frac{5{,}5}{\varepsilon}\cdot\frac{1+0{,}36\varepsilon+5{,}3\cdot10^{-2}y\,(1+0{,}82\varepsilon+0{,}16\varepsilon^2)}{1+0{,}14y(1+0{,}38\varepsilon)+3{,}8\cdot10^{-3}y^2(1+0{,}78\varepsilon+0{,}15\varepsilon^2)}, \qquad (12)$$

$$\varepsilon=e^{-\frac{19600}{T_e}}.$$

Однако применять это соотношение следует с большой осторожностью, так как межзвездное поглощение вносит в этом случае значительную неопределенность из-за большой разницы в длинах волн сравниваемых линий. Для других ионов типа O II такие соотношения в настоящее время записать нельзя из-за отсутствия необходимых величин A и Ω.

4. Для объектов, у которых подавляющее большинство ионов кислорода находится в состояниях O II и O III, электронная температура может быть определена по наблюдаемым отношениям интенсивностей линий $I_{\lambda3727}/I_{H\beta}$ и $I_{N_1+N_2}/I_{H\beta}$ [17]. Эти величины связаны между собой и электронной температурой следующим соотношением:

$$\frac{I_{\lambda\,3727}}{I_{H\beta}}\cdot\frac{1}{\Theta\,(n_e,\,T_e)_{O\,II}}+\frac{I_{N_1+N_2}}{I_{H\beta}}\cdot\frac{1}{\Theta\,(n_e,\,T_e)_{O\,III}}=\frac{n\,(O)}{n\,(H)}, \qquad (13)$$

где $\Theta\,(n_e,T_e)_{O\,II}$ и $\Theta\,(n_e,T_e)_{O\,III}$ — известные функции электронной температуры, плотности и атомных констант (см. п. 6), а $n\,(O)/n\,(H)$ — отношение содержания кислорода и водорода в исследуемом объекте.

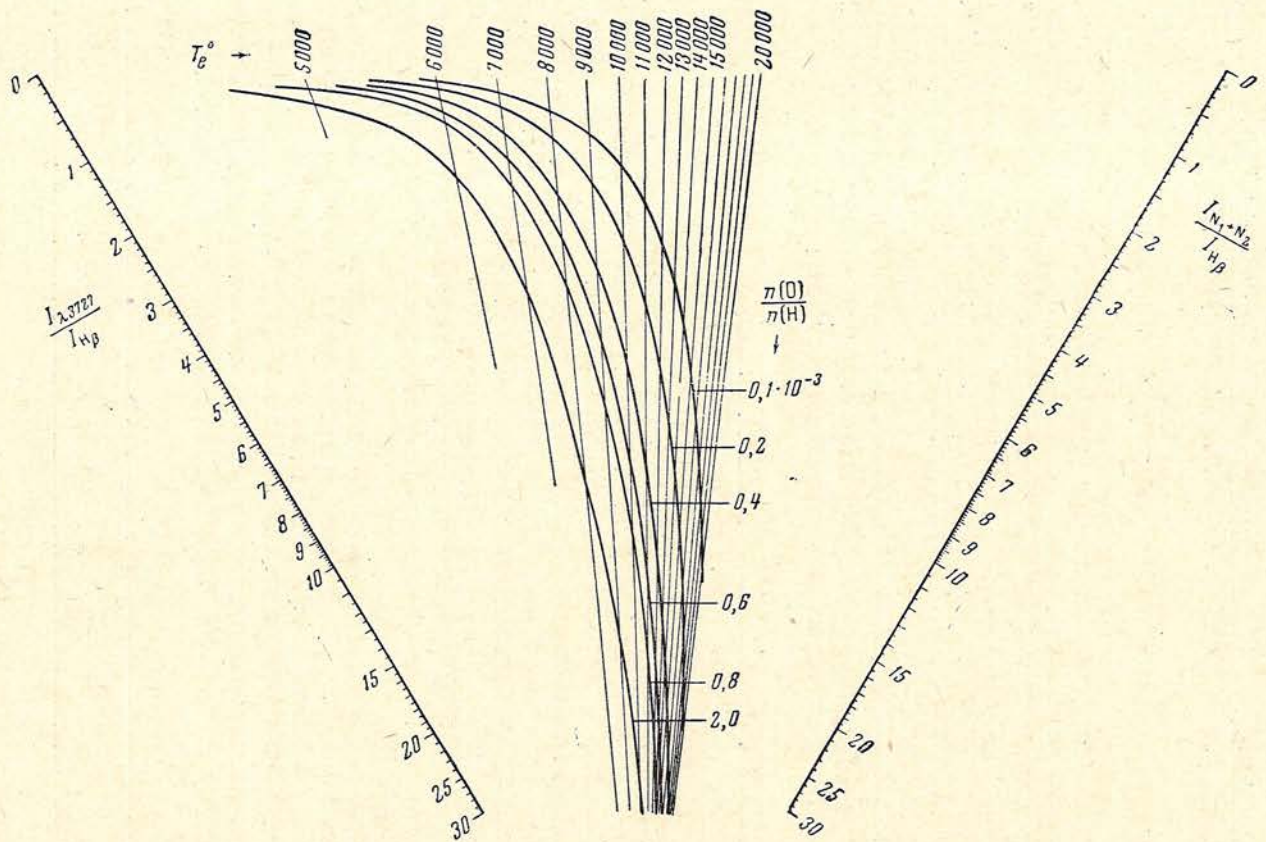
При малых плотностях ($n_e < 10^3 \div 10^4$ *см*$^{-3}$) $\Theta_{O\,II}$ и $\Theta_{O\,III}$ очень слабо зависят от n_e, так что (13) является уравнением относительно T_e. На фиг. 7 уравнение (13) представлено в виде номограммы. Прямая, соединяющая наблюдаемые значения $I_{\lambda3727}/I_{H\beta}$ и $I_{N_1+N_2}/I_{H\beta}$, пересекает семейство изотерм; решение уравнения (13) дает та изотерма, которая проходит через точку пересечения этой прямой с кривой соответствующего относительного содержания $n\,(O)/n\,(H)$.

При больших плотностях ($n_e > 10^4$) для определения T_e по номограмме, изображенной на фиг. 7, наблюдаемые отношения интенсивностей линий необходимо умножить на некоторые поправочные множители $\Delta_{O\,II}$ и $\Delta_{O\,III}$, которые как бы «восстанавливают» истинные отношения $I_{\lambda3727}/I_{H\beta}$ и $I_{N_1+N_2}/I_{H\beta}$, ослабленные ударами второго рода. Значения этих множителей слабо зависят от T_e и для 8000°K $< T_e <$ 40 000°K даны в табл. 4.

Таблица 4

n_e	$\Delta_{O\,II}$	$\Delta_{O\,III}$	n_e	$\Delta_{O\,II}$	$\Delta_{O\,III}$
10^3	1,10	1,00	10^5	8,00	1,00
$5\cdot10^3$	1,45	1,00	$5\cdot10^5$	40,00	1,25
10^4	1,80	1,00	10^6	80,00	1,60
$5\cdot10^4$	4,50	1,00			

Из таблицы видно, что этим методом определения T_e можно пользоваться лишь при $n_e \lesssim 10^6$ *см*$^{-3}$. При бо́льших плотностях результат сильно зависит от n_e, которая зачастую известна весьма грубо.



Фиг. 7. Номограмма уравнения (13) для определения T_e по относительным интенсивностям линий $I_{\lambda 3727}/I_{H\beta}$ и $I_{N_1+N_2}/I_{H_\beta}$

Нужно отметить, что определяемая описанным способом температура в значительной мере зависит от знания относительного содержания $n(\mathrm{O})/n(\mathrm{H})$ в данном объекте и применять этот метод к объектам с плохо известным химическим составом следует с большой осторожностью. Однако этот метод позволяет исследовать ход электронной температуры в протяженных объектах, если даже величина $n(\mathrm{O})/n(\mathrm{H})$ известна весьма приближенно.

5. Электронная температура может быть определена из уравнения энергетического баланса свободных электронов. В общем виде это уравнение выглядит так [18]:

$$\varepsilon_0 + \varepsilon_g = \sum_i [\varepsilon]_i + [\varepsilon]_{\mathrm{H}} + \varepsilon_{ff} + \varepsilon_{\text{рек}}, \tag{14}$$

где ε_0 — начальная энергия электрона, полученная им при ионизации того или иного элемента (она зависит главным образом от распределения энергии за лаймановским пределом в спектре источника возбуждающего излучения и от степени ионизации гелия в среде); ε_g — энергия, приобретенная электроном за время пребывания его в свободном состоянии от других источников энергии (ударные волны, ускорение в магнитном поле, взаимодействие с корпускулярным излучением звезд и т. п.); $\Sigma[\varepsilon]_i$, $[\varepsilon]_{\mathrm{H}}$ и ε_{ff} — энергия, теряемая электроном на возбуждение запрещенных линий, при неупругих столкновениях с нейтральными атомами водорода и при свободно-свободных переходах соответственно; $\varepsilon_{\text{рек}}$ — конечная энергия или энергия рекомбинирующего электрона. Слагаемые в левой части уравнения (14) трудно представить в аналитическом виде.

В табл. 5 приведены значения ε_0[18], вычисленные по имеющимся моделям атмосфер звезд ранних спектральных классов [19—25]. Приведенные значения получены для оптически тонких сред, где рассеянными квантами лаймановского континуума можно пренебречь; поэтому они применимы только внутри областей H II. На границе области H II ε_0 изменятся, но, по-видимому, незначительно [26].

Таблица 5

Sp	$\varepsilon_0 \cdot 10^{12}$ эрг			Модель
	He I	He II	He III	
WR (T_0=80 000°)	5,3	7,9	9,7	[21]
WR (T_0=62 000°)	5,2	7,9	7,7	[21]
WR (T_0=50 000°)	5,1	7,9	6,7	[21]
O5 V	4,8	5,3	—	[20]
O7,5 V	4,7	5,0	—	[25]
O9 V	4,2	—	—	[24]
O9,5 V	4,2	—	—	[19]
B0 V	4,2	—	—	[23]
B1 V	3,6	—	—	[22]
B1,5 V	3,6	—	—	[22]

Более неопределенной является величина ε_g. В обычных газовых туманностях $\varepsilon_g = 0$. Однако на очень близких расстояниях от возбуждающей звезды ($r \lesssim 10^3$ а. е., включая верхние слои звездной атмосферы) ε_g может быть весьма существенной. Теоретически оценить ε_g трудно, поскольку этот приток энергии может иметь в разных условиях самую различную природу; из наблюдений же эту величину можно получить на основе анализа уравнения энергетического баланса.

Следующие формулы раскрывают значения слагаемых в правой части уравнения (14):

$$\sum_i [\varepsilon]_i = 22{,}4 \cdot 10^{-20} \frac{b_4(T_e)}{\sum\limits_1^\infty C_n(T_e)} \cdot \frac{e^{\frac{9814}{T_e}}}{T_e^{3/2}} \sum_i \frac{[I]_i}{I_{H_\beta}} \equiv G(T_e) \sum_i \frac{[I]_i}{I_{H_\beta}}; \tag{15}$$

$$[\varepsilon]_H = \frac{\sum\limits_1^\infty \alpha_{1n}(T_e)\chi_{1n} + \alpha_0(T_e)\chi_0}{\sum\limits_1^\infty C_n(T_e)} \cdot \frac{n(\text{H I})}{n(\text{H II})} \equiv D(T_e) \frac{n(\text{H I})}{n(\text{H II})}; \tag{16}$$

$$\varepsilon_{ff} = 1{,}42 \cdot 10^{-27} \frac{T_e^{1/2}}{\sum\limits_1^\infty C_n(T_e)}; \tag{17}$$

$$\varepsilon_{\text{рек}} = 5{,}1 \cdot 10^{-22} \times \frac{\sum\limits_{n=1}^\infty \frac{1}{n^3}\left[1 + \frac{\beta}{n^2} e^{\frac{\beta}{n^2}} E_i\left(\frac{\beta}{n^2}\right)\right]}{T_e^{\frac{1}{2}} \sum\limits_{n=1}^\infty C_n(T_e)}; \tag{18}$$

$$\beta = \frac{158\,000}{T_e},$$

где $b_4(T_e)$ — параметр, характеризующий населенность четвертого уровня атома водорода; $\sum\limits_1^\infty C_n(T_e)$ — коэффициент рекомбинации электрона на все уровни водородного атома; $\sum \frac{[I]_i}{I_{H_\beta}}$ — наблюдаемая суммарная интенсивность запрещенных линий, выраженная в единицах интенсивности линии H_β; $n(\text{H I})/n(\text{H II})$ характеризует степень ионизации водорода в среде; α_{1n} и α_0 — коэффициент возбуждения электронным ударом нейтрального водорода на n уровень и коэффициент ионизации водорода; χ_{1n}, χ_0 — потенциалы возбуждения и ионизации водорода.

Значения функций $G(T_e)$, $D(T_e)$, ε_{ff} и $\varepsilon_{\text{рек}}$ приведены в табл. 6. При вычислении этой таблицы температурный ход $b_4(T_e)$ взят по [27], а абсолютные значения (для 10 000 и 20 000° К) — по [28]. Величины α_{1n} и α_0 вычислены в [18] по экспериментальным данным [29].

Уравнение энергетического баланса для случая полной ионизации водорода ($[\varepsilon]_H = 0$) представлено в виде номограмм на фиг. 8. Точки пересечения трех шкал $\left(T_e,\ \varepsilon_0 + \varepsilon_g \text{ и } \sum \frac{[I]_i}{I_{H_\beta}}\right)$ одной прямой дают значения соответствующих величин, удовлетворяющих уравнению баланса (14).

Дать номограмму для одновременного учета охлаждения электронного газа на нейтральных атомах водорода и на запрещенных линиях других элементов довольно трудно. Однако один из этих механизмов обычно является эффективнее другого. Поэтому достаточно, кроме фиг. 8, знать потери энергии свободных электронов на возбуждение нейтральных атомов

Таблица 6

$10^{-3}T_e$	$G(T_e)\cdot 10^{12}$	$D(T_e)\cdot 10^{10}$	$\varepsilon_{ff}\cdot 10^{12}$	$\overline{\varepsilon}_{рек}\cdot 10^{12}$
6	0,369	—	0,27	0,67
8	337	0,002	0,30	0,88
10	312	0,045	0,35	1,10
12	294	0,40	0,45	1,30
14	282	1,80	0,55	1,50
16	275	6,30	0,65	1,70
18	270	17	0,77	1,90
20	267	39	0,85	2,10
22	260	76	0,95	2,25
24	256	130	1,08	2,45
26	252	220	1,20	2,64
28	248	350	1,30	2,82
30	244	510	1,42	3,00
35	234	1100	1,71	3,48
40	224	2000	2,00	3,95
45	222	3200	2,32	4,38
50	220	5600	2,65	4,80
55	215	8000	2,98	5,20
60	210	11000	3,31	5,60
70	205	18000	3,95	6,45
80	190	28000	4,70	7,20
90	185	36000	5,40	8,00
100	180	50000	6,10	8,65

водорода отдельно. На фиг. 9 представлены кривые равных потерь (в эргах на один свободный электрон) на плоскости $\left(\lg T_e,\ \lg \frac{n(\text{H II})}{n(\text{H I})}\right)$. Если известны ε_0 и $n(\text{H II})/n(\text{H I})$, то по этому графику можно оценить верхнюю границу T_e. Заштрихованная область соответствует начальной энергии свободного электрона, получаемой им при ионизации ультрафиолетовым излучением звезд O—B и WR.

Не всякой точке на плоскости $\left(T_e,\ \frac{n(\text{H II})}{n(\text{H I})}\right)$ соответствует устойчивое состояние газа. Чтобы физические условия были стационарны, кроме энергетического баланса, должно иметь место ионизационное равновесие

$$n_e n_p \sum_1^\infty C_n(T_e) = \alpha_k(T_e)\, n_1 n_e + \rho_\nu \varkappa_\nu n_1, \tag{19}$$

где $n_e n_p \sum_1^\infty C_n(T_e)$ — число рекомбинаций; $\alpha_k(T_e)\, n_1 n_e$ — число ионизаций ударом; $\rho_\nu \varkappa_\nu n_1$ — число фотоионизаций. Все эти величины даны в единичном объеме за единицу времени. Из (19) следует, что

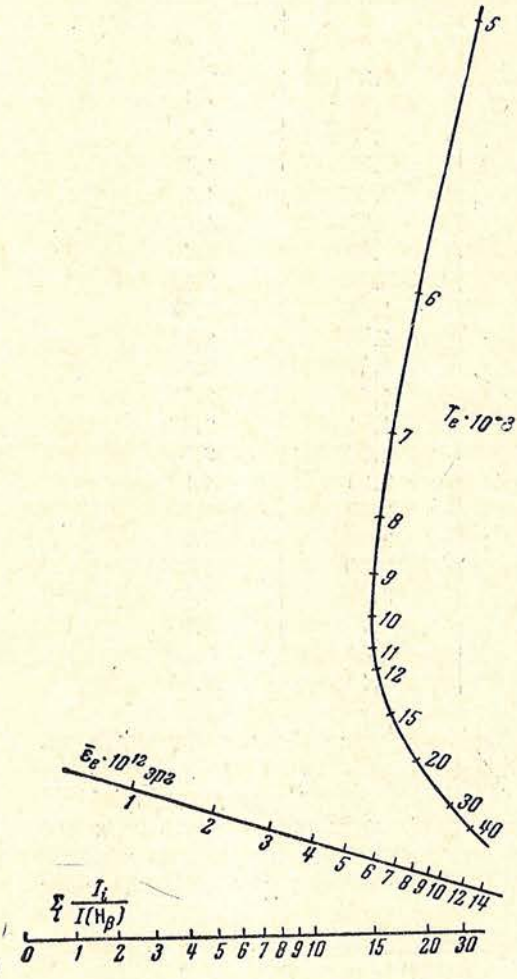
$$n_e n_p \sum_1^\infty C_n(T_e) \geqslant \alpha_k(T_e)\, n_1 n_e$$

или

$$\frac{n_i}{n_1} \geqslant \frac{\alpha_k(T_e)}{\sum C_n(T_e)} \equiv \Psi(T_e). \tag{20}$$

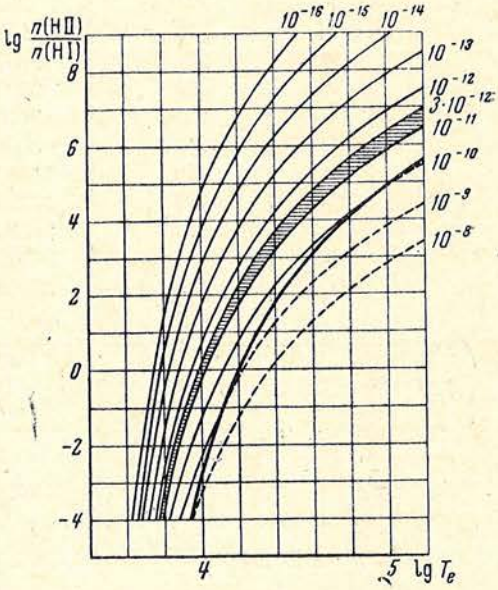
Зависимость $\frac{n_p}{n_1} = \Psi(T_e)$ показана на фиг. 9 жирной линией. В области, находящейся справа внизу от этой линии, не существует ионизационного равновесия, и нестационарность состояния приводит либо к быстрой ионизации среды, либо к быстрому падению ее температуры (либо к тому и другому одновременно).

6. Водородные линии излучения присутствуют в спектрах практически всех эмиссионных объектов, а непрерывный спектр у них



Фиг. 8. Номограмма уравнения энергетического баланса свободных электронов в газовых туманностях

Охлаждение электронов на нейтральных атомах не учтено



Фиг. 9. Кривые равных потерь на ионизацию и возбуждение нейтральных атомов водорода (в эргах на один свободный электрон)

обычно слаб, поэтому интенсивность запрещенных линий удобно выражать в единицах интенсивности H_β. Если эмиссионный объект оптически тонок в лучах H_β, то имеет место отношение

$$\frac{I_i}{I_{H_\beta}} = \frac{n_1}{n_p} \Theta_i(n_e, T_e), \tag{21}$$

где n_1/n_p — отношение числа ионов в основном состоянии к числу протонов, а $\Theta_i(n_e, T_e)$ — некоторая функция электронной температуры и плотности, соответствующая данной линии. Величины I_i/I_{H_β} — исходные данные наблю-

дений для спектрального анализа эмиссионных объектов, и поэтому представляется весьма целесообразным вычислить значения функции $\Theta(n_e, T_e)$ для наиболее часто встречающихся запрещенных линий.

Энергия, излучаемая в единичном объеме газа ионами данного сорта в линиях, соответствующих небулярным, авроральным и трансавроральным переходам, записывается так:

$$I_N = n_2 A_{21} \chi_{21};$$

$$I_A = n_3 A_{32} \chi_{32};$$

$$I_{TA} = n_3 A_{31} \chi_{31}, \tag{22}$$

где n_2 и n_3 — населенности соответствующих возбужденных уровней. Энергия, излучаемая тем же объемом вещества в линии H_β, составляет

$$I_{H_\beta} = 22{,}4 \cdot 10^{-20}\, n_p n_e \frac{b_4(T_e)}{T_e^{3/2}} e^{\frac{9814}{T_e}} \equiv n_p n_e \Phi(T_e). \tag{23}$$

Комбинируя (21) — (23), получаем следующие выражения для функции $\Theta(n_e, T_e)$ линий различного типа:

$$\Theta(n_e, T_e)_N = \frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{A_{21}\chi_{21}}{n_e \Phi};$$

$$\Theta(n_e, T_e)_A = \frac{n_3}{n_1} \cdot \frac{A_{32}\chi_{32}}{n_e \Phi}; \tag{24}$$

$$\Theta(n_e, T_e)_{TA} = \frac{n_3}{n_1} \cdot \frac{A_{31}\chi_{31}}{n_e \Phi},$$

где n_2/n_1 и n_3/n_1 — относительные населенности возбужденных и основного уровней, а

$$\Phi = 22{,}4 \cdot 10^{-20} \frac{b_4(T_e)}{T_e^{3/2}} e^{\frac{9814}{T_e}}. \tag{25}$$

Отношения n_2/n_1 и n_3/n_1 можно получить из решения уравнений стационарности населенностей уровней основной электронной конфигурации. Вычисления дают следующие выражения для этих отношений:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sigma y'}{\frac{\varepsilon}{\alpha} \cdot \frac{1 + \eta y'(1 + \delta\varepsilon)}{1 + \beta\varepsilon + \gamma y'(1 + \delta\varepsilon)} (\omega + \gamma\omega y') - \pi\varepsilon y'};$$

$$\frac{n_3}{n_1} = \frac{\sigma y'}{\omega(1 + \gamma y') - \alpha\pi y' \frac{1 + \beta\varepsilon + \gamma y'(1 + \delta\varepsilon)}{1 + \eta y'(1 + \delta\varepsilon)}}, \tag{26}$$

где $\sigma = 8{,}63 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega_{13}}{g_1} e^{-\frac{\chi_{13}}{kT_e}}$; $\pi = 8{,}63 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega_{23}}{g_2}$; $y' = \frac{n_e}{\sqrt{T_e}} \varkappa(T_e)$; $\omega = A_{32} + A_{31}$.

Множитель $\varkappa(T_e)$ в y' учитывает зависимость Ω от T_e [26, табл. 3]. Остальные обозначения в (26) совпадают с обозначениями, использован-

ными в п. 3; при этом индекс D в п. 3 соответствует индексу 2 в (26) и индекс S — индексу 3.

На фиг. 10—22 представлены кривые равных значений функции Θ_i в плоскости $(\lg n_e, \lg T_e)$ для запрещенных линий многих ионов. При вычислениях этих графиков использованы данные табл. 1—3. Ω ([S III]) получены экстраполяцией кривых $\Omega(\chi)$ на фиг. 1. Для вычисления Θ (O I) формулы (26) не годны, так как квантовомеханические расчеты для нейтральных атомов дают не параметр удара Ω, а коэффициенты деактивации; последние для [O I] были взяты из [10].

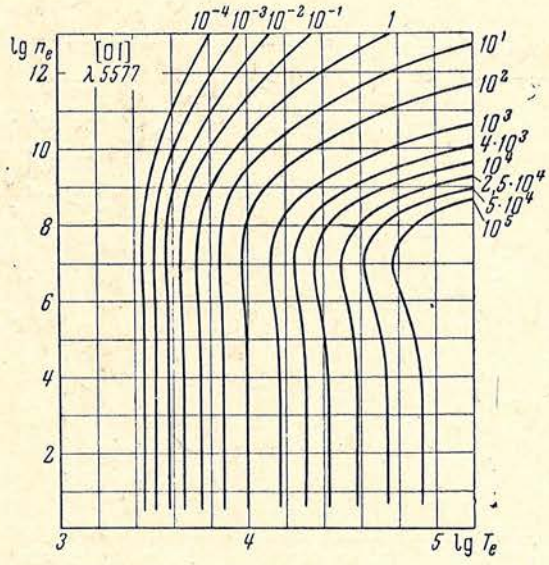
Значения функций $\Theta(n_e, T_e)$, представленные на фиг. 10 — 22, вычислены в предположении, что свечение линии H_β обусловлено рекомбинациями с последующими каскадными переходами. Если же степень ионизации водорода сравнительно мала $\left(\frac{n(\text{H I})}{n(\text{H II})} > 10^{-3}\right)$, а T_e достаточно высока, то часть интенсивности линии H_β может быть обязана ударному возбуждению. Чтобы сохранить формулу (25), удобно вместо $b_4(T_e)$ ввести величину $b_{\text{эф}} = b_4(T_e)[1 + \tau]$, где τ зависит от температуры и степени ионизации водорода. Зависимость $\tau\left(T_e, \frac{n(\text{H II})}{n(\text{H I})}\right)$ представлена на фиг. 23; как и на фиг. 9, жирная линия ограничивает снизу область стационарной ионизации. Из фиг. 23 следует, что $b_{\text{эф}}$ существенно отличается от $b_4 T_e)$ $(\tau \lesssim 1)$ только в узкой области вблизи границы ионизационного равновесия.

В заключение этого параграфа следует сделать два важных замечания, которые в равной мере относятся и к пп. 2—5.

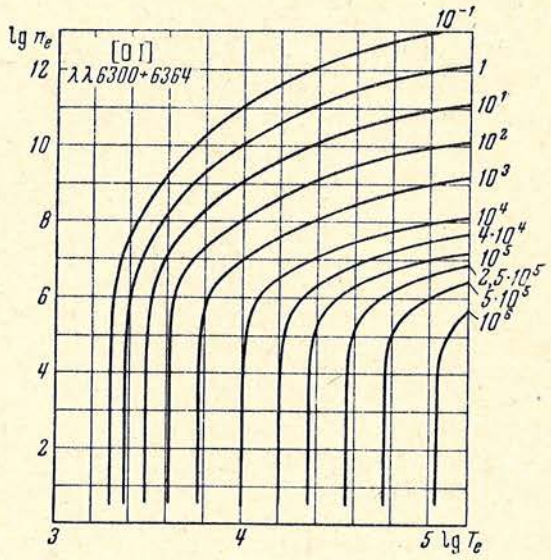
Во-первых, при выполнении количественного анализа эмиссионных объектов при помощи данных графиков следует иметь в виду, что стратификация физических условий в объектах может значительно усложнить интерпретацию данных наблюдений.

Во-вторых, формула (26) и построенные по ней графики (как и графики пп. 2—4) справедливы до тех пор, пока заселение метастабильных уровней основной конфигурации происходит электронным ударом снизу. При высоких температурах среды или в сильном поле излучения это условие не выполняется, поскольку ударами или радиацией будут эффективно заселяться и возбужденные конфигурации. Нетрудно оценить количественно область применимости формулы (26) (а также пп. 2—4). Поскольку ближайшие возбужденные конфигурации имеют потенциал возбуждения 20—40 *эв*, те эти конфигурации эффективно возбуждаются электронным ударом при электронной температуре среды выше 100 000° К. Далее, независимо от физической природы ультрафиолетового излучения в поле радиации в единичном объеме вещества за единицу времени происходит $n_1 B_{13} \rho_{13}$ фотовозбуждений верхних уровней (для простоты все они обозначены индексом 3, ρ_{13} обозначает плотность излучения, B_{13} — эйнштейновский коэффициент вероятности перехода). Из возбужденного состояния 3 часть атомов α перейдет в метастабильное состояние 2, другая часть — в основное состояние 1. Таким образом, в стационарных условиях из возбужденных состояний на метастабильный уровень приходит $\alpha n_1 B_{13} \rho_{13}$ атомов. С другой стороны, число возбуждений электронным ударом снизу составляет

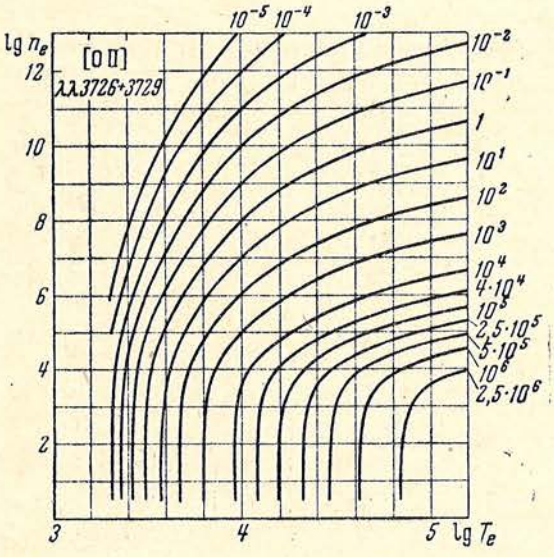
$$n_1 n_e \cdot 8{,}63 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega_{12}}{g_1 T_e^{1/2}} e^{-\frac{\chi_{12}}{kT_e}}.$$



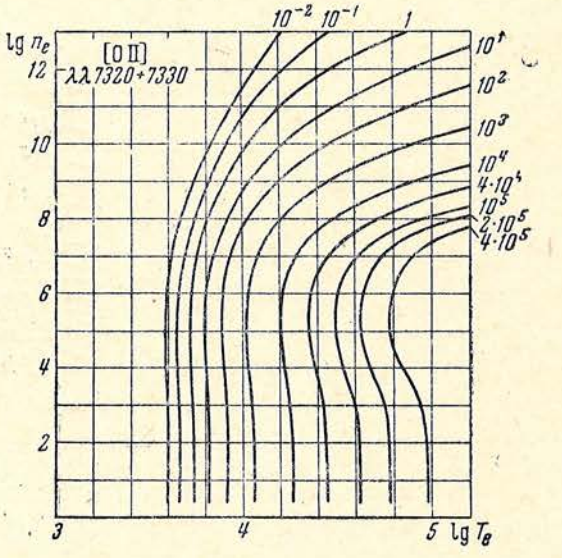
Фиг. 10. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для линии λ 5577 Å ионов O I



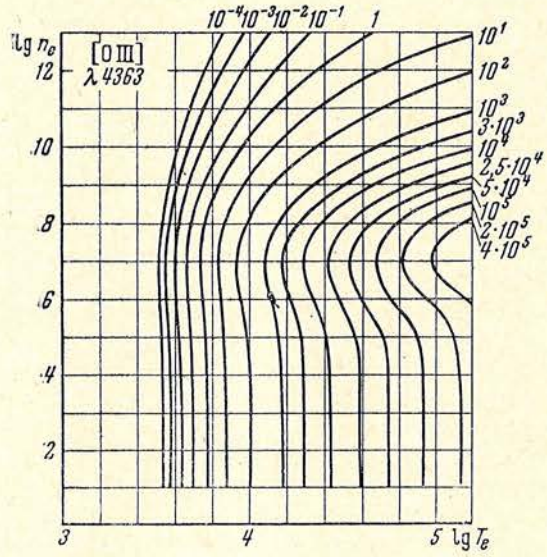
Фиг. 11. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для линий λλ 6300+6364 Å ионов O I



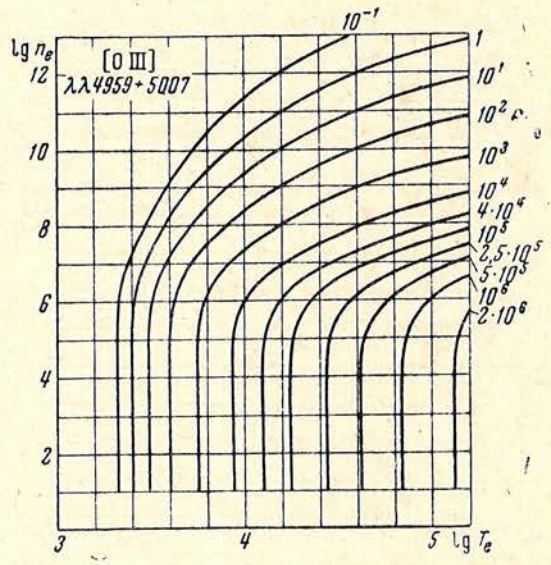
Фиг. 12. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для линий λλ 3726+3729 Å ионов O II



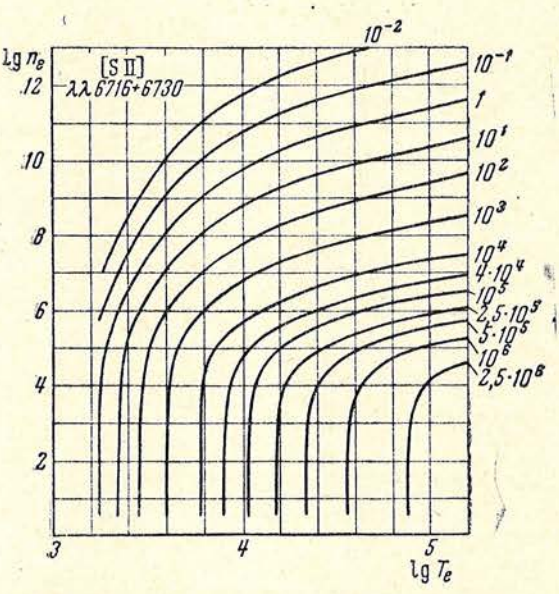
Фиг. 13. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для линий λλ 7320+7330 Å ионов O II



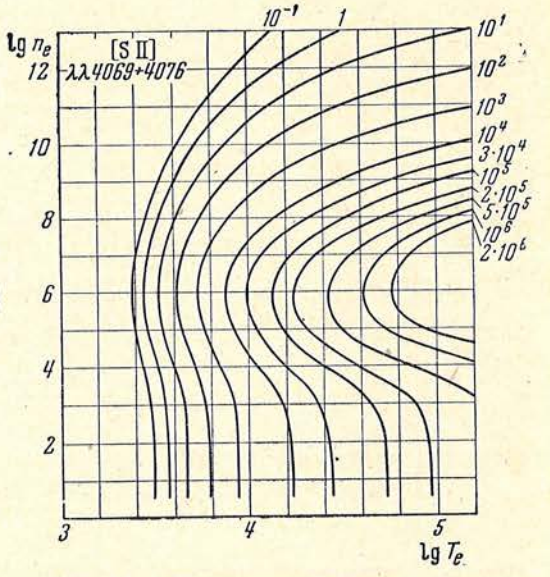
Фиг. 14. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для линии λ 4363 Å ионов O III



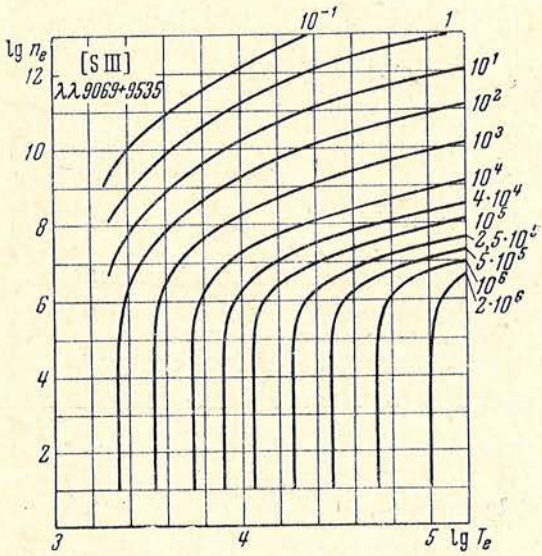
Фиг. 15. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для линий λλ 4959+5007 Å ионов O III



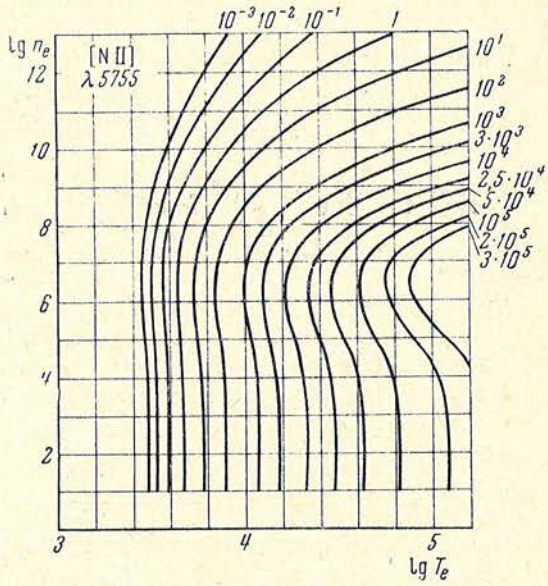
Фиг. 16. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для линий λλ 6716+6730 Å ионов S II



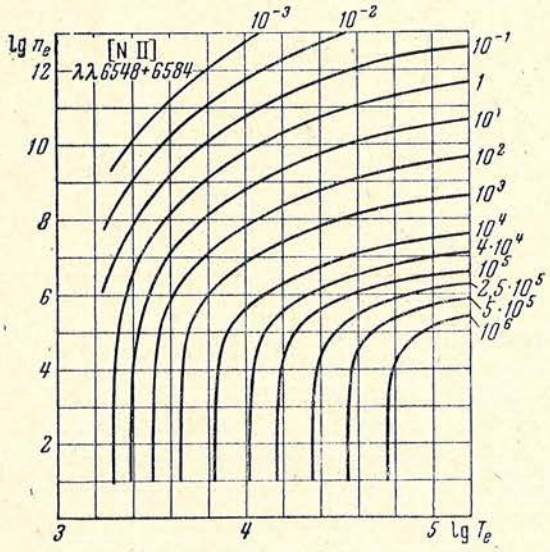
Фиг. 17. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для линий λλ 4069+4076 Å ионов S II



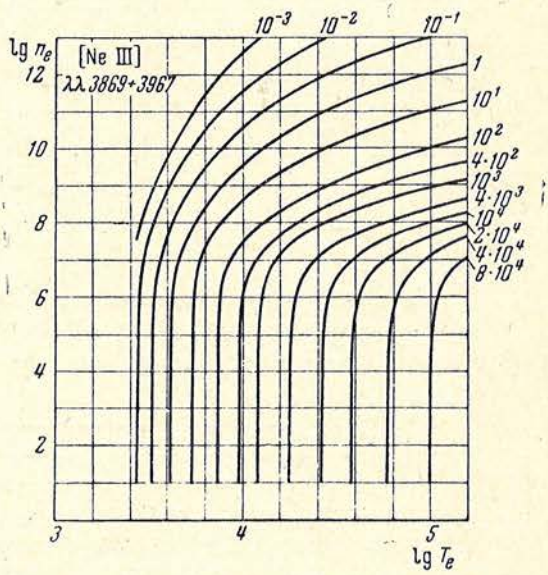
Фиг. 18. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для линий λλ 9069+9535 Å ионов S III



Фиг. 19. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для линии λ 5755 Å ионов N II



Фиг. 20. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для линий λλ 6548+6584 Å ионов N II



Фиг. 21. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для линий λλ 3869+3967 Å ионов Ne III

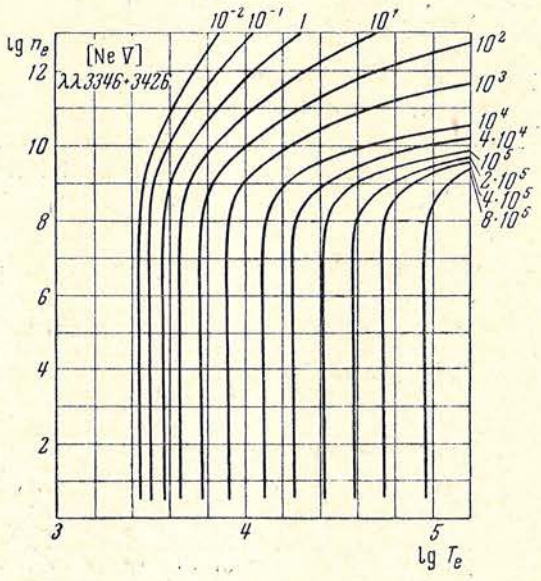
Следовательно, формула (26) верна, когда

$$\rho_{13} < 8{,}63 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega_{12} n_e}{g_1 B_{13} \alpha T_e^{1/2}} e^{-\frac{\chi_{12}}{kT_e}}$$

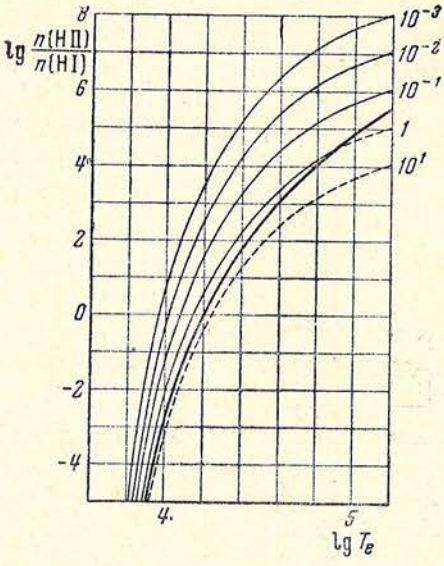
или

$$\rho_{13} < 0{,}7 \cdot 10^{-18} \frac{\Omega_{12} \chi_{13}^3 n_e}{\alpha g_3 A_{31} T_e^{1/2}} \cdot 10^{-\frac{5040 \chi_{12}}{T_e}} \quad (\chi \text{ в } эв). \tag{27}$$

Для типичных запрещенных линий в условиях планетарных туманностей $\frac{\Omega_{12}}{\alpha} \approx 1$, $g_3 \approx 10^2$, $T_e \approx 10^4$° K, $n_e \approx 10^3$ $см^{-3}$, $\chi_{12} \approx 3$ $эв$, $\chi_{13} \approx 30$ $эв$ и $A_{31} \approx 10^8$ $сек^{-1}$, так что выражение, стоящее в правой части соотношения (27), составляет по порядку величины $6 \cdot 10^{-25}$. Плотность же излучения $\rho_{13} = W\rho_{13}{}^* \approx 10^{-14} \cdot \rho_\nu$ (50 000° K) $= 2 \cdot 10^{-26}$. Различие этих двух величин характеризует «запас точности» графиков в пп. 2—6 в условиях планетарных туманностей.



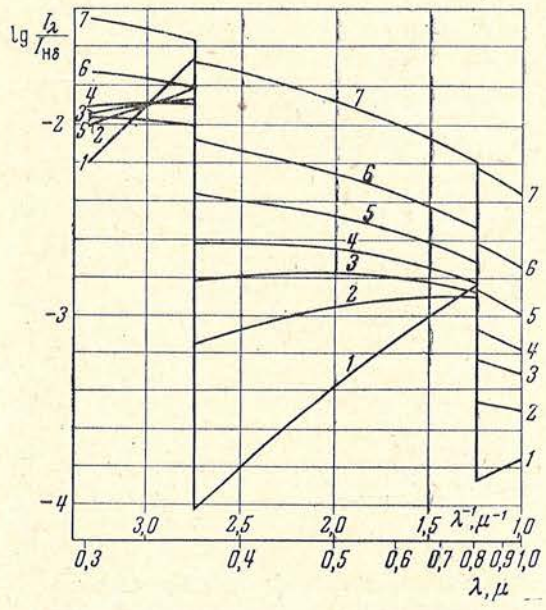
Фиг. 22. Кривые равных значений функции $\Theta(n_e, T_e)$ для линий λλ 3346+3426 Å ионов Ne V



Фиг. 23. Кривые равных значений τ

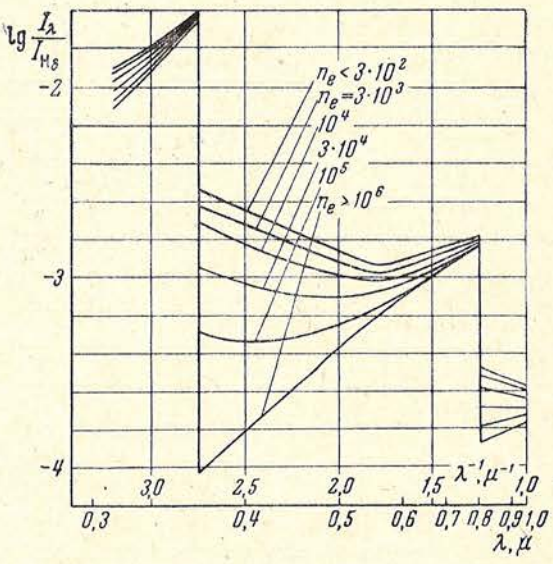
7. В эмиссионных туманностях небулярный континуум обусловлен непрерывным излучением водородной плазмы и лишь в самых центральных областях некоторых планетарных туманностей часть небулярного континуума обязана излучению гелия. Поэтому мы ограничимся сведениями о непрерывном излучении чисто водородной плазмы.

В ионизованном водороде непрерывное излучение возникает при свободно-свободных переходах электронов, при рекомбинациях электронов и протонов и в результате двухквантовых переходов $2s - 1s$. Спектральное распределение свободно-свободного и рекомбинационного континуумов зависит от температуры, а спектральное распределение двухквантового континуума от температуры не зависит. Поскольку двухквантовое излучение в отличие от свободно-свободного и рекомбинационного возникает при переходах из метастабильного состояния и,

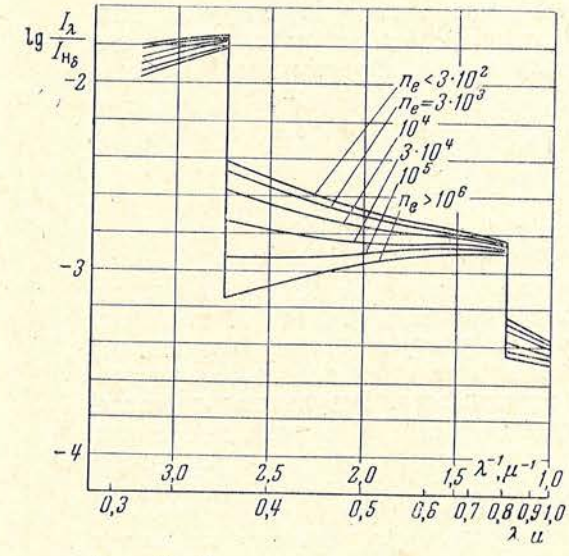


Фиг. 24. Спектральное распределение и интенсивность небулярного континуума при $n_e \gtrsim 10^6$ $см^{-3}$

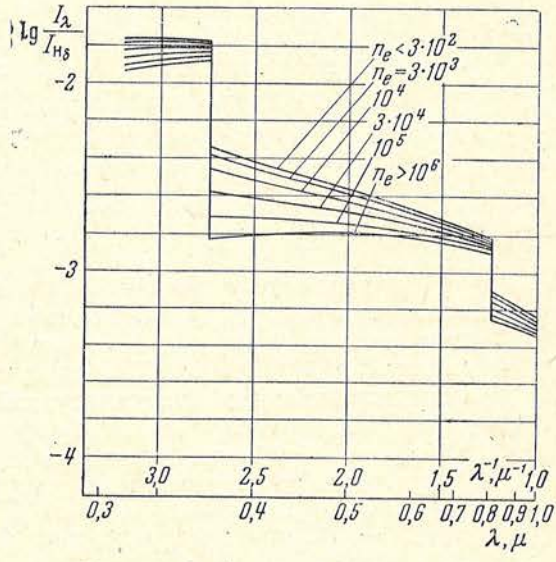
1 — 5000° К; 2 — 10 000° К; 3 — 15 000° К; 4 — 20 000° К; 5 — 30 000° К; 6 — 50 000° К; 7 — 100 000° К



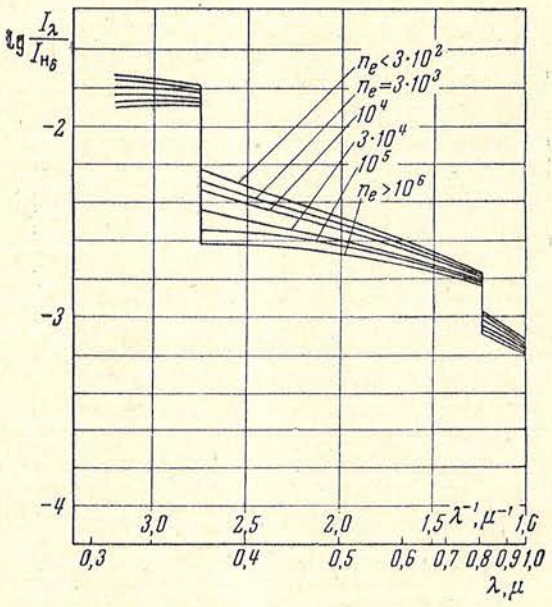
Фиг. 25. Спектральное распределение и интенсивность небулярного континуума при $T_e = 5000°$ К для различных плотностей



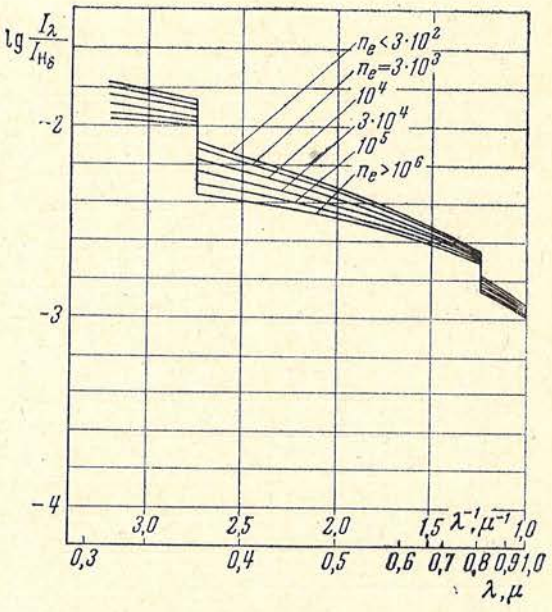
Фиг. 26. Спектральное распределение и интенсивность небулярного континуума при $T_e = 10\,000°$ К для различных плотностей



Фиг. 27. Спектральное распределение и интенсивность небулярного континуума при $T_e = 15\,000°$ К для различных плотностей



Фиг. 28. Спектральное распределение и интенсивность небулярного континуума при $T_e = 20\,000°$ K для различных плотностей



Фиг. 29. Спектральное распределение и интенсивность небулярного континуума при $T_e = 30\,000°$ K для различных плотностей

следовательно, при больших плотностях вещества ослабляется ударами второго рода, то суммарное спектральное распределение небулярного континуума зависит как от электронной температуры, так и от плотности вещества.

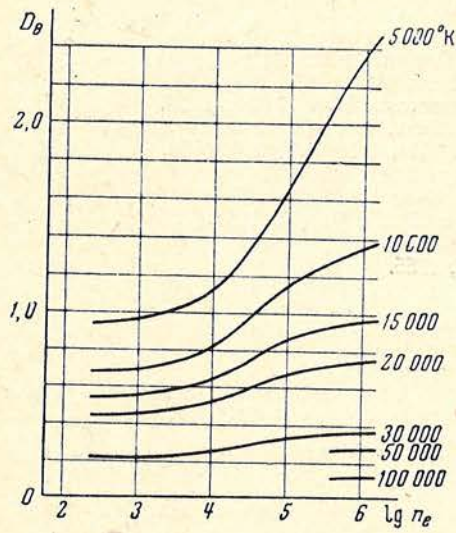
Формулы для вычисления спектрального распределения и интенсивности свободно-свободного + рекомбинационного континуума приведены в статье Ситона [30]. По этим формулам нами вычислены значения величины I_λ / I_{H_δ} (I_λ — интенсивность непрерывного излучения на 1 Å) в интервале от 3000 до 10 000 Å для электронных температур, равных 5, 10, 15, 20, 30, 50 и 100 тыс. градусов. Для величины $b_6(T_e)$, входящей в выражение I_λ / I_{H_δ}, взяты следующие значения:

$T_e(10^3°K)$	5	10	15	20	30	50	100
b_6	0,148	0,336	0,475	0,582	0,746	0,986	1,23

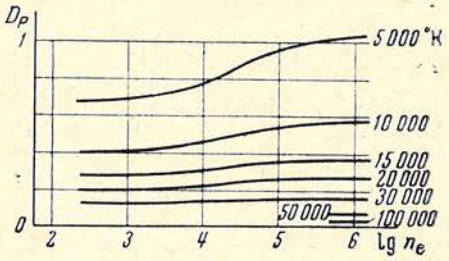
Приведенные значения b_6 найдены по температурной зависимости этого параметра, данной Бэкером и Мензелом [27], и по абсолютным значениям $b_6(T)$ для нескольких температур, вычисленных недавно Ситоном [31]; $b_6(100\,000°$ K) получена при помощи небольшой экстраполяции указанной температурной зависимости. Результаты вычислений приведены на фиг. 24. Графики построены в системе координат, применяемой обычно для определения спектрофотометрических температур. Однако ясно, что температура, определенная по наклону прямой $\lg I_\lambda \left(\frac{1}{\lambda}\right)$, в данном случае никакого физического смысла не имеет. Фиг. 24 можно использовать для анализа эмиссионных объектов, где, во-первых, плотность вещества достаточно велика ($n_e > 10^6\,см^{-3}$ и, следовательно, двухквантовое излучение пренебрежимо мало) и где, во-вторых, оптическая толща в линиях бальмеровской серии водорода мала. С ростом этой оптической толщи абсолютная величина отношения I_λ / I_{H_δ} не будет более соответствовать фиг. 24, но эти графики

по-прежнему можно использовать для анализа относительного спектрального распределения небулярного континуума.

Формулы для вычисления спектрального распределения двухквантового непрерывного излучения приведены в работе Спицера и Гринстейна [32]. Синтон [30] определил значения величин $I_\lambda(2q)/I_{H\delta}$ для ряда длин волн и для нескольких температур. Пользуясь этими данными, мы вычислили $I_\lambda\ (2q)/I_\delta$ в интервале от 3000 до 10 000 Å для $T_e = 5000$, 10 000, 15 000, 20 000 и 30 000° К. При этом мы пренебрегли зависимостью сечения деактивации метастабильного уровня водорода 2*s* от температуры, поскольку в рассматриваемом диапазоне температур это сечение меняется не более чем на 10—15% [33, 34]. Результаты наших вычислений приведены на фиг. 25—29. На каждом из них даны графики величины $\lg \frac{I_\lambda}{I_{H_\delta}}$ для различных плотностей вещества и определенных электронных температур. В отличие от фиг. 24, на этих графиках I_λ включает все три компоненты небулярного континуума.



Фиг. 30. Величина бальмеровского скачка для различных электронных плотностей и температур



Фиг. 31. Величина пашеновского скачка для различных электронных плотностей и температур

Пользуясь вычисленными значениями I_λ, мы нашли теоретические значения величины бальмеровского и пашеновского скачков для различных температур и плотностей водородной плазмы. Эти величины приведены на фиг. 30 и 31, которые не требуют дополнительных пояснений.

Выражаем искреннюю благодарность Г. Н. Шараповой и Е. И. Иосько за помощь в вычислениях и изготовление иллюстраций.

15 мая 1962 г.

Литература

1. L. H. Aller, I. S. Bowen, R. Minkowski. Astrophys. J., **122**, 62, 1955.
2. A. B. Wyse. Astrophys. J., **95**, 356, 1942.
3. А. А. Боярчук (в печати).
4. К. У. Аллен. Астрофизические величины. ИЛ, 1960.
5. A. H. Joy. Astrophys. J., **133**, 493, 1961.
6. C. K. Seyfert. Astrophys. J., **97**, 28, 1943.
7. M. J. Seaton, D. E. Osterbrock. Astrophys. J., **125**, 66, 1957.
8. R. H. Garstang. Astrophys. J., **115**, 506, 1952.
9. A. M. Naqvi, S. P. Talwar. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **117**, 463, 1957.
10. Сб. «Космическая газодинамика». ИЛ, 1960, стр. 121.
11. R. H. Garstang. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **120**, 201, 1960.
12. S. Pasternack. Astrophys. J., **92**, 129, 1940.
13. R. H. Garstang. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **111**, 115, 1951.

14. A. M. Naqvi. Thesis Harvard University 1951 (опубликовано в кн.: L. H. Aller. «Gaseous nebulae». London, 1956).
15. D. E. Osterbrock. Astrophys. J., **114**, 469, 1951.
16. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **114**, 154, 1954.
17. В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., **17**, 14, 1957.
18. В. И. Проник. Диссертация, 1962.
19. A. B. Underhill. Københavns Medelande, N 151, 1950.
20. A. B. Underhill. Publ. Domin. Astrophys. Observ., **8**, N 12, 1951.
21. A. B. Underhill. Etoiles à raies d'émission. Liège, 1958, p. 17.
22. J. C. Pecker. Ann. Astrophys., **13**, 433, 1950.
23. G. Traving. Z. Astrophys., **36**, 1, 1955.
24. G. Traving. Z. Astrophys., **41**, 215, 1957.
25. S. Saito, A. Uesugi. Publ. Astron. Soc. Japan, **11**, 90, 1959.
26. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 324, 1961.
27. Сб. «Физические процессы в газовых туманностях». ИЛ. 1948, стр. 23.
28. A. Burgess. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **118**, 477, 1958.
29. R. T. Brackmann a. al. Phys. Rev., **112**, 1151, 1958; **116**, 356, 1959.
30. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **115**, 279, 1955.
31. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **119**, 90, 1959.
32. L. Spitzer, J. L. Greenstein. Astrophys. J., **114**, 407, 1951.
33. E. M. Purcell. Astrophys. J., **116**, 457, 1952.
34. M. J. Seaton. Proc. Phys. Soc. A **68**, 457, 1955.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

О ПЛОТНОСТИ ПЫЛИ И ГАЗА В НАПРАВЛЕНИИ $l=52°$, $b=0$ (СОЗВЕЗДИЕ ЛЕБЕДЬ)

Л. П. Метик

Согласно оптическим наблюдениям [7, 8], в направлении галактической долготы $l=52°$ (созвездие Лебедь) поглощающая материя начинается с расстояния в 250 *пс*. Радионаблюдения на 21 *см* [6] обнаружили нейтральный водород в этом направлении как будто лишь с 1000 *пс*.

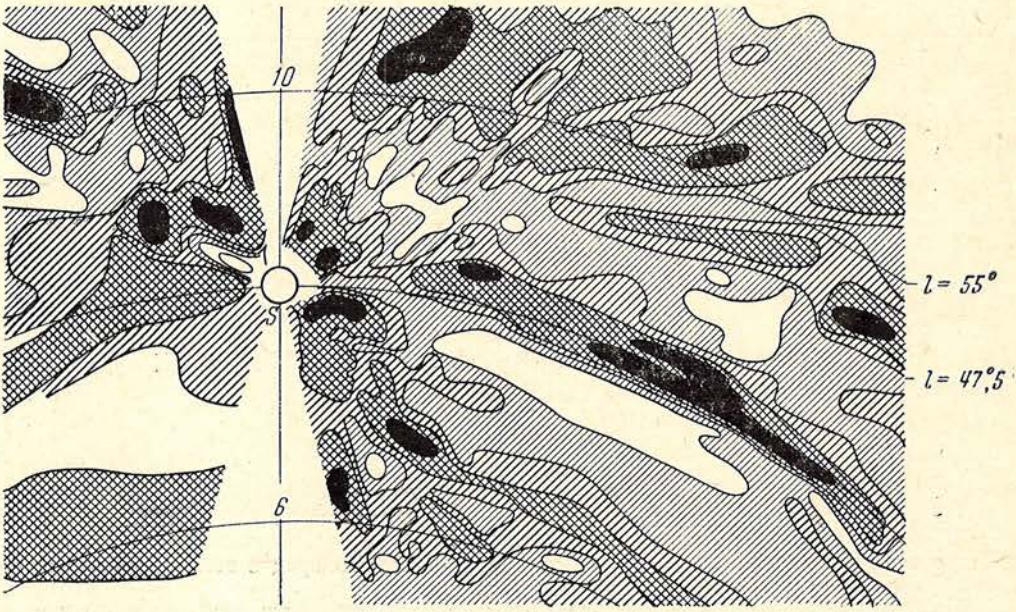
Если принять, что облака нейтрального водорода начинаются здесь с такого же расстояния, что и темная поглощающая материя, и плотность их такая же, как плотность близко к ним расположенных по долготе облаков H I, то отношение плотности газа и пыли в этом направлении получается равным 100. Такой результат хорошо согласуется с выводами работ [1, 2, 5] и говорит в пользу правильности предположения о наличии на близком расстоянии плотных облаков H I и в интервале долгот от $l=47°,5$ до $l=55,°0$.

ON THE DENSITY OF GAS AND DUST IN THE DIRECTION $l=52°$, $b=0$, by *L. P. Metik.*— According to optical observations [7, 8] in the direction of the galactic longitude $l=52°$ (constellation Cygnus), the absorbing matter begins at a distance of 250 *pc*. Radio observations at 21 *cm* [6] detected neutral hydrogen in this direction as beginning only at 1000 *pc*.

If it is adopted that the clouds of neutral hydrogen commence at the same distance as the dark absorbing matter and that their density is the same as that of the H I clouds located near them in longitude, the ratio of the gas to dust density in this direction is equal to 100. This result is in good agreement with the conclusions of [1, 2,5]. and is evidence in favour of the correctness of the supposition on the presence at a close distance of dense H I clouds also in the longitude interval from $l=47°,5$ to $l=55°,0$.

Вопрос о соотношении между пылью и межзвездным газом обсуждался в [1—5]. Результаты исследований привели к выводу, что в среднем отношение плотностей газа и пыли в областях H I постоянно и составляет ~ 100, хотя и бывают некоторые отклонения от этого соотношения. Рисунок (взятый из [6]) показывает, что в направлении $l=52°$ на расстоянии до 1000 *пс* нейтральный водород практически не обнаруживается, тогда как пылевые облака, согласно [7], в том же направлении начинаются уже с 250 *пс*, например, темное облако в направлении «Мексиканского залива» у известной туманности «Северная Америка». В [7, 8] ставится под сомнение отсутствие водорода в этом направлении до 1000 *пс*, как это следует из [6].

Если считать, согласно Девису [5], что близ галактической плоскости облака пыли и газа перемешаны, то следует ожидать, что «пробел» в распределении облаков H I в направлении $l=52°$ не должен существовать и облака нейтрального водорода должны располагаться значительно ближе, чем 1000 *пс*. Такое предположение соответствует интерпретации радионаблюдений, данной Б. Боком [9], и данным [1] о распределении облаков H I в рассматриваемом направлении. Действительно, как следует из [9, фиг. 1] и [1, фиг. 15 и 16], «пробела» в распределении нейтрального водорода в направлении $l=52°$ нет. По этим



Распределение нейтрального водорода согласно [6]

Отмечено исследуемое направление (l=47°,5 и 55°,0), в котором хорошо заметен «пробел» в распределении H I

данным облака H I образуют здесь один большой, близко расположенный к Солнцу комплекс. Согласно [9], они входят в систему ветви Киль — Лебедь.

Рассмотрим, какое предположение о распределении водорода ближе к действительному. Если справедливо предположение Девиса [5], то соотношение плотности газа и пыли (~ 100) должно выполняться и в рассматриваемой области. Определим его значение, исходя из предположения о равномерном перемешивании газа с пылью.

Примем плотность газа $n_{\mathrm{H\,I}} = 1$ *атом/см*^{3} (такую плотность, согласно рисунку, имеют близкие по долготе облака H I). Тогда масса водорода в столбе с основанием 1 *см*^{2} и длиной 1 *кпс* составит

$$M_{\text{газа}} = n_{\mathrm{H\,I}} m_{\mathrm{H}} l = 4{,}92 \cdot 10^{-3}\ г.$$

Определим соответствующую массу пыли

$$M_{\text{пыли}} = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho N,$$

где размер частиц $r = 4 \cdot 10^{-5}$ *см* [10], плотность пылинок $\rho = 1$ (согласно [2]) и число пылинок в том же столбе $N = 0{,}9 \cdot 10^8 \Delta m$ [11], где Δm — среднее фотографическое поглощение, согласно [7, 8], в исследуемом направлении на $1\,кпс = 1^m{,}81$, тогда

$$M_{\text{пыли}} = 2{,}4 \cdot 10^{-5} \Delta m = 2{,}4 \cdot 10^{-5} \cdot 1^m{,}81 = 4{,}34 \cdot 10^{-5}\ г.$$

Следовательно, отношение массы нейтрального водорода к массе пыли оказывается равным

$$\frac{M_{\text{газа}}}{M_{\text{пыли}}} = \frac{4{,}92 \cdot 10^{-3}}{4{,}34 \cdot 10^{-5}} \approx 100.$$

Полученный результат говорит в пользу правильности предположения, что облака нейтрального водорода в направлении галактической долготы $l=52°$ должны начинаться не с 1000 *пс*, а значительно ближе, вместе с поглощающей темной материей и комплексом облаков, входящих, согласно [9], в систему ветви Киль — Лебедь.

Я искренне благодарна Р. Е. Гершбергу и В. И. Пронику за обсуждение этой заметки.

20 мая 1962 г.

Литература

1. H. C. van de Hulst, C. A. Muller and J. H. Oort. Bull. Astron. Inst. Netherl., **12**, 117, 1954.
2. A. E. Lilley. Astrophys. J., **121**, 559, 1955.
3. S. W. McCuskey. Astrophys. J., **88**, 209, 1938.
4. D. S. Heeschen. Astrophys. J., **121**, 569, 1955.
5. R. D. Davies. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **116**, 443, 1956.
6. J. H. Oort, F. T. Kerr, G. Westerhout. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **118**, 379, 1958.
7. Л. П. Метик. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 386, 1961.
8. Л. П. Метик. Изв. Крымской астрофиз. обс., **27**, 283, 1962.
9. B. J. Bok. Observatory, **79**, 58, 1959.
10. H. C. van de Hulst. Les particules solides dans les astres. 1957, p. 393, Liege,
11. А. К. Алкснис. Изв. АН Латв. ССР, № 9, 97, 1958.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXIX, 1963 г.

ДВУЗЕРКАЛЬНАЯ КОНЦЕНТРИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Г. М. Попов

Описана концентрическая система, состоящая из двух сферических зеркал, обладающая высокой светосилой и значительным полем зрения. Выведены формулы для вычисления волновой сферической аберрации и ошибок изготовления для произвольной концентрической системы с последующим применением этих результатов к двузеркальной системе. Результаты расчетов различных вариантов системы даны в таблице.

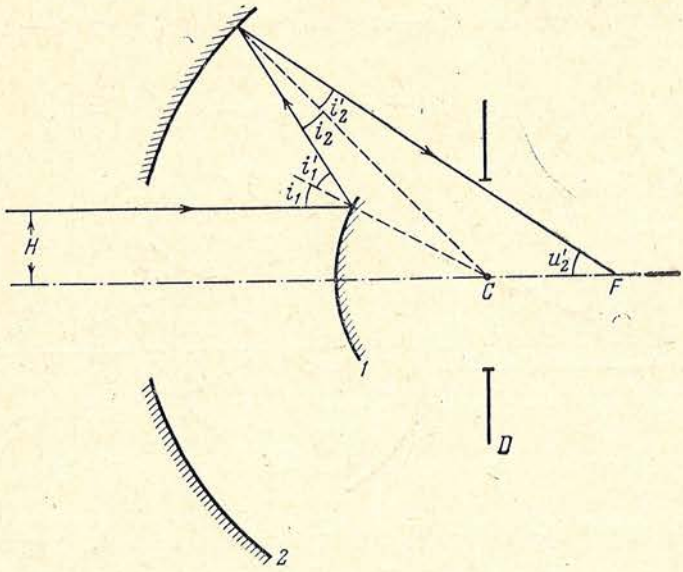
Рассмотрен также более светосильный вариант системы с апланатической линзой. Перспективно использование системы в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра для изучения метеоров, туманностей, свечения ночного неба; возможно также использование системы в качестве камеры для спектрографа.

A TWO-MIRROR CONCENTRIC SYSTEM, by *G. M. Popov*.— A concentric system, consisting of two spherical mirrors, with high speed and large field is described. Formulas for the computation of wave spherical aberration and errors of execution of the design are obtained for an arbitrary concentric system. The results are applied to a two-mirror system. Results of computations of different variants of the system are tabulated.

The variant with the highest speed and an aplanatic lens is considered. This system can be used to advantage in the ultraviolet and infrared spectral regions for the study of meteors, nebulae and night air-glow. The system can also be used as a camera of a spectrograph.

Для исследований в далекой ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра непригодны оптические системы, содержащие диоптрические элементы (линзы, коррекционные пластинки и т. п.), так как в большинстве случаев не удается найти оптическую среду, пропускающую требуемую область спектра. В этих случаях используют зеркальные системы, выбор которых весьма ограничен,— это либо классические неапланатические системы (Кассегрена, Грегори, Мерсена) и их модификации, либо более современные апланатические системы Шварцшильда, Куде, Кретьена и Максутова [1—3]. Однако все эти системы обладают рядом недостатков: они состоят из асферических поверхностей, трудных в изготовлении, обладают сравнительно большими полевыми аберрациями и, как следствие, малым полем зрения (в особенности при больших относительных отверстиях), что ограничивает область их применения.

В настоящей работе мы изучим оптическую систему, состоящую из двух концентрических сферических зеркал (фиг. 1). Эта система обладает весьма совершенным исправлением аберраций даже при очень высокой светосиле (относительное отверстие достигает 1 : 0,8). Поле зрения системы ограничено лишь допустимым виньетированием света зеркалами и может достигать 15°.



Фиг. 1. Двузеркальная концентрическая система

§ 1. Аберрации системы

Апертурную диафрагму D расположим так, чтобы она проходила через центр кривизны C системы. В этом случае рассматриваемая система обладает лишь двумя аберрациями — сферической и кривизной поля. Выведем сначала общее выражение для волновой сферической аберрации в произвольной концентрической системе, содержащей n поверхностей. Будем использовать общепринятые обозначения и правила знаков [4]. Оптический путь l луча в такой системе может быть найден из геометрических соображений (фиг. 2). Пусть луч света исходит из точки O, находящейся на расстоянии s_1 от первой поверхности системы с радиусом r_1, под углом u_1 к перпендикуляру, опущенному из точки O на первую поверхность системы. Для оптического пути луча через первую поверхность системы получим

$$l_1 = n_1 (r_1 - s_1) \cos u_1 + n_2 r_1 \cos i_1' - n_1 r_1 \cos i_1 - h_2 (r_1 - s_1') \cos u_1',$$

где n_1, n_2 — показатели преломления.

Продолжая этот процесс, найдем для n поверхностей

$$l_n = n_1 (r_1 - s_1) \cos u_1 - n_{n+1} (r_n - s_n') \cos u_n' + \sum_{i=1}^{i=n} [n_{i+1} r_i \cos i_i' - n_i r_i \cos i_i].$$

Оптический путь l_0 луча вдоль оптической оси системы имеет вид

$$l_0 = n_1 (r_1 - s_1) - n_{n+1} (r_n - s_n') + \sum_{i=1}^{i=n} (n_{i+1} r_i - n_i r_i).$$

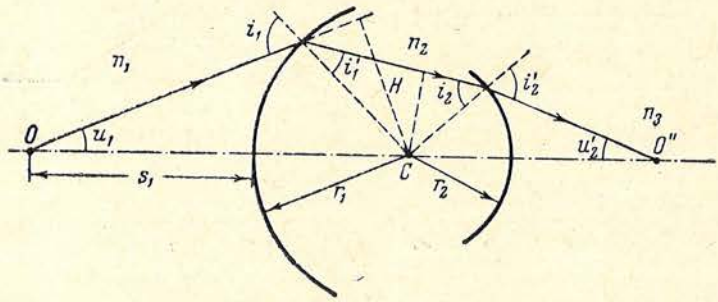
Волновая сферическая аберрация N определится как разность $l_0 - l_n$

$$N = l_0 - l_n = n_{n+1} (r_n - s_n') (\cos u_n' - 1) - n_1 (r_1 - s_1) (\cos u_1 - 1) + \\ + \sum_{i=1}^{i=n} [r_i n_i (\cos i_i - 1) - r_i n_{i+1} (\cos i_i' - 1)]. \quad (1)$$

Когда предмет находится в фокусе системы, в первом члене формулы (1) получается неопределенность, поэтому преобразуем его к более удобному

виду; учитывая, что $n_{n+1}(r_n - s_n')\sin u_n' = n_1 H$, где $H = (r_1 - s_1)\sin u_1$, получим

$$n_{n+1}(r_n - s_n')(\cos u_n' - 1) = -n_1 H \operatorname{tg}\left(\frac{u_n'}{2}\right).$$



Фиг. 2. Ход лучей в концентрической системе из двух поверхностей

Окончательное выражение для волновой аберрации:

$$N = -n_1 H \operatorname{tg}\left(\frac{u_n'}{2}\right) - n_1(r_1 - s_1)(\cos u_1 - 1) +$$

$$+ \sum_{i=1}^{i=n} [r_i\, n_i(\cos i_i - 1) - r_i\, n_{i+1}(\cos i_i' - 1)]. \qquad (2)$$

При малых углах i_i и i_i' значения косинусов получаются неточно; в этом случае удобно преобразовать и остальные члены формулы (2) с учетом значения инварианта $n_1 H = n_i r_i \sin i_i = n_{i+1} r_i \sin i_i'$:

$$N = n_1 H\left[\operatorname{tg}\frac{u_1}{2} - \operatorname{tg}\frac{u_n'}{2} + \sum_{i=1}^{i=n}\left(\operatorname{tg}\frac{i_i'}{2} - \operatorname{tg}\frac{i_i}{2}\right)\right]. \qquad (3)$$

Это — точная формула; однако во многих случаях требуется разложение волновой аберрации в степенной ряд. Если предмет находится в фокусе системы, то разложение выполняется весьма просто — достаточно учесть, что в этом случае последний угол u_n' представляет собой угловую сферическую аберрацию η. Заменив $\operatorname{tg}\frac{u_n'}{2}$ на $\frac{\eta}{2}$, что возможно сделать без значительной ошибки ввиду малости η, разложим выражение (1) в степенной ряд по степеням H. При этом учитываем очевидные геометрические соотношения:

$$\cos u_1 = \sqrt{1 - \left(\frac{H}{r_1 - s_1}\right)^2}; \quad \cos i_i = \sqrt{1 - \left(\frac{n_1 H}{n_i r_i}\right)};$$

$$\cos i_i' = \sqrt{1 - \left(\frac{n_1 H}{n_{i+1} r_i}\right)^2}. \qquad (4)$$

После преобразований получим следующее выражение для разложения в ряд волновой сферической аберрации системы $\overleftarrow{N}_\infty$ при положении предмета в фокусе системы:

$$\overleftarrow{N}_\infty = \frac{(n_1 H)^4}{24}\left\{\sum_{i=1}^{i=n}\frac{1}{r_i^3}\left(\frac{1}{n_{i+1}^3}-\frac{1}{n_i^3}\right)+\frac{1}{[n_1(r_1-s_1)]^3}\right\}+$$

$$+\frac{(n_1 H)^6}{40}\left\{\sum_{i=1}^{i=n}\frac{1}{r_i^5}\left(\frac{1}{n_{i+1}^5}-\frac{1}{n_i^5}\right)+\frac{1}{[n_1(r_1-s_1)]^5}\right\}+$$

$$+\frac{15(n_1 H)^8}{896}\left\{\sum_{i=1}^{i=n}\frac{1}{r_i^7}\left(\frac{1}{n_{i+1}^7}-\frac{1}{n_i^7}\right)+\frac{1}{[n_1(r_1-s_1)]^7}\right\}+\ldots \qquad (5)$$

При этом мы использовали выражение для η, выведенное в [4]. В общем случае ряд для N имеет весьма сложный вид, малопригодный для вычислений, а потому мы его не приводим; в этих случаях можно использовать вместо N разность ΔW угловых эйконалов:

$$\Delta W = W_0 - W,$$

где W — угловой эйконал реальной системы; W_0 — угловой эйконал соответствующей стигматической системы (т. е. системы, не имеющей сферической аберрации). Эта последняя должна иметь тоже линейное увеличение β и угол u_1 луча, входящего в систему, с оптической осью (см. фиг. 2), что и рассматриваемая нами концентрическая система; показатели преломления первой и последней сред также должны быть прежние. Из геометрических соображений имеем (см. фиг. 2):

$$W = \sum_{i=1}^{i=n}[n_{i+1} r_i \cos i_i' - n_i r_i \cos i_i];$$

$$W_0 = n_{n+1}[r_n - (s_n')_0][\cos(u_0') - 1] - n_1(r_1 - s_1)(\cos u_1 - 1) +$$

$$+\sum_{1}^{i=n}(n_{i+1} r_i - n_i r_i), \qquad (6)$$

где $[r_n - (s_n')_0]$ — расстояние от центра кривизны до изображения в стигматической системе; $(u_n')_0$ — последний угол стигматической системы. Найдя разность ΔW и преобразовав ее аналогично тому, как это мы проделали с (1) и (2), получим

$$\Delta W = n_1 H\left[\operatorname{tg}\frac{u_1}{2} - \operatorname{tg}\frac{(u_n')_0}{2} + \sum_{i=1}^{i=n}\left(\operatorname{tg}\frac{i_i'}{2} - \operatorname{tg}\frac{i_i}{2}\right)\right]. \qquad (7)$$

Эта формула значительно удобнее формулы (3), так как она не требует предварительного вычисления u_n', угол же $(u_n')_0$ легко может быть найден из инварианта, записанного для стигматической системы:

$$n_1 H = n_{n+1}[r_n - (s_n')_0]\sin(u_n')_0.$$

Разложение ΔW по степеням H также имеет весьма простой вид, удобный для вычислений; этот ряд может быть получен из (6) подстановкой значений (4) с последующим разложением корней в степенные ряды. Окончательно имеем

$$\Delta W = \frac{(n_1 H)^4}{8}\left\{\frac{1}{(n_1 R_1)^3} - \frac{1}{(n_{n+1} R_0')^3} + \sum_{i=1}^{i=n}\left[\frac{1}{(n_{i+1} r_i)^3} - \frac{1}{(n_i r_i)^3}\right]\right\} +$$

$$+ \frac{(n_1 H)^6}{16}\left\{\frac{1}{(n_1 R_1)^5} - \frac{1}{(n_{n+1} R_0')^5} + \sum_{i=1}^{i=n}\left[\frac{1}{(n_{i+1} r_i)^5} - \frac{1}{(n_i r_i)^5}\right]\right\} +$$

$$+ \frac{(n_1 H)^8 \cdot 5}{128}\left\{\frac{1}{(n_1 R_1)^7} - \frac{1}{(n_{n+1} R_0')^7} + \sum_{i=1}^{i=n}\left[\frac{1}{(n_{i+1} r_i)^7} - \frac{1}{(n_i r_i)^7}\right]\right\} + \ldots +$$

$$+ \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \ldots \cdot (2k-1)(n_1 H)^{2k+2}}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot \ldots \cdot (2k+2)}\left\{\frac{1}{(n_1 R_1)^{2k+1}} - \frac{1}{(n_{n+1} R_0')^{2k+1}} + \right.$$

$$\left. + \sum_{i=1}^{i=n}\left[\frac{1}{(n_{i+1} r_i)^{2k+1}} - \frac{1}{(n_i r_i)^{2k+1}}\right]\right\} + \ldots, \qquad (8)$$

где $R_1 = r_1 - s_1$; $R_0' = r_n - (s_n')_0$.

Применим полученные формулы к двузеркальной системе (см. фиг. 1):

$$N = (r_2 - s_2')(\cos u_2' - 1) + 2r_1(\cos i_1 - 1) - 2r_2(\cos i_2 - 1) \qquad (9)$$

или

$$N = H\left[-\operatorname{tg}\frac{u_2'}{2} + 2\operatorname{tg}\left|\frac{i_1}{2}\right| - 2\operatorname{tg}\left|\frac{i_2}{2}\right|\right], \qquad (10)$$

где $i_1 = \arcsin\frac{H}{r_1}$; $i_2 = \arcsin\frac{H}{r_2}$;

$$\overleftarrow{N}_\infty \approx \frac{H^4}{24}\left[2\left(\frac{1}{r_2^3} - \frac{1}{r_1^3}\right) + \frac{1}{|f|^3}\right] + \frac{H^6}{40}\left[2\left(\frac{1}{r_2^5} - \frac{1}{r_1^5}\right) + \frac{1}{|f|^5}\right] +$$

$$+ \frac{15 H^8}{896}\left[2\left(\frac{1}{r_2^7} - \frac{1}{r_1^7}\right) + \frac{1}{|f|^7}\right], \qquad (11)$$

где f — фокусное расстояние системы;

$$\Delta W = [r_2 - (s_2')_0][\cos(u_2')_0 - 1] + 2r_1(\cos i_1 - 1) - 2r_2(\cos i_2 - 1) \qquad (12)$$

или

$$\Delta W = H\left[-\operatorname{tg}\frac{(u_2')_0}{2} + 2\left(\operatorname{tg}\left|\frac{i_1}{2}\right| - \operatorname{tg}\left|\frac{i_2}{2}\right|\right)\right] \approx \frac{H^4}{8}\left[2\left(\frac{1}{r_2^3} - \frac{1}{r_1^3}\right) + \frac{1}{|f|^3}\right] +$$

$$+ \frac{H^6}{16}\left[2\left(\frac{1}{r_2^5} - \frac{1}{r_1^5}\right) + \frac{1}{|f|^5}\right] + \frac{5 H^8}{128}\left[2\left(\frac{1}{r_2^7} - \frac{1}{r_1^7}\right) + \frac{1}{|f|^7}\right]. \qquad (13)$$

Заметим, что формулы (9) и (12) легко выводятся непосредственно из фиг. 1.

Мы записали $\overleftarrow{N}_\infty$ и ΔW в виде многочленов восьмой степени; членами более высоких порядков можно пренебречь ввиду их малости. Для полноты дадим также и выражение для угловой сферической аберрации η в рассматриваемой системе — его легко найти из общего выражения для η, выведенного в [5]:

$$\eta = \arcsin\left(\frac{2H}{r_2} - \frac{2H}{r_1}\right) - 2\arcsin\frac{H}{r_2} + 2\arcsin\frac{H}{r_1}. \tag{14}$$

Радиус кривизны поля в рассматриваемой системе, очевидно, равен $R_0' = r_n - (s_n')_0$, т. е. расстоянию от центра кривизны системы до фокуса

$$R_0' = \frac{1}{2\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right)}. \tag{15}$$

§ 2. Методика расчета

Удобнее всего пользоваться при расчетах многочленами для $\overrightarrow{N}_\infty$, либо W, при предварительных расчетах достаточно использовать 1—2 члена (4-й и 6-й порядок относительно H). Считая известными r_1, H, находим r_2 из условия, что сферическая аберрация на некоторой зоне H_1 равна нулю. Обычно H_1 равно половине отверстия системы $H_1 = \frac{D}{2}$. При предварительных расчетах достаточно использовать лишь первый член разложения аберрации в ряд. Например, оставив в формуле (11) лишь член, содержащий H^4, и положив $r_1 = 100$, находим $r_2 = 262$ для любого H. Это значение, разумеется, является лишь грубым приближением, и для окончательного расчета следует либо учитывать члены 6-го, 8-го порядка (а иногда и более высокие порядки), либо решать точное уравнение для сферической аберрации; для этого в одну из формул (9), (10), (12) подставляем значения r_1, H_1 и решаем полученное трансцендентное уравнение относительно r_2 (быстрее всего приводит к цели метод Ньютона). Общая формула для приближений Ньютона для подобных уравнений была нами выведена ранее [6]. Точное значение r_2, полученное для $H_1 = -25$ и $r_1 = 100$, составляет 259,77, т. е. даже член 4-го порядка дает достаточно хорошее приближение. Радиус кривизны поля вычисляем по формуле (15).

§ 3. Результаты вычислений

Результаты расчетов различных вариантов системы даны в таблице. Здесь приведены конструктивные элементы системы r_1, r_2, диаметр апертурной диафрагмы D, радиус кривизны поля R (совпадающий со значением фокусного расстояния системы). Далее приведены значения угловой и волновой сферической аберрации, а также разности угловых эйконалов ΔW для различных значений H. В последнем столбце таблицы даны значения относительного отверстия A. Все аберрации отнесены к плоскости Гаусса. Размеры даны в миллиметрах. Таблица позволяет сделать следующие выводы:

1. Система обладает весьма совершенным исправлением сферической аберрации (волновая аберрация при $A = 1:1{,}63$ почти удовлетворяет критерию Релея для $\lambda = 5893$ Å); можно применять относительное отверстие порядка 1 : 0,8.

№	r_1	r_2	D	R_0'	η				N				ΔW				A
					$H=-10$	$H=-17$	$H=-20$	$H=-25$	$H=-10$	$H=-17$	$H=-20$	$H=-25$	$H=-10$	$H=-17$	$H=-20$	$H=-25$	
1	100,0	259,77	50,0	—81,2499	—0″,8	—2″,1	—1″,8	0″,0	—0,00001	—0,000027	+0,0001	+0,00028	—0,00003	—0,00015	0,0	+0,00028	1:1,63
2	85,0	220,1	50,0	—69,2394	—1,6	—5,0	—6,0	0,0	—0,000021	—0,000017	—0,00002	+0,00038	—0,00006	—0,00029	—0,00034	+0,00038	1:1,38
3	60,0	153,694	50,0	—49,2113	—3,4	—30,0	—31,0	0,0	—0,0001	—0,00042	—0,00019	+0,004	—0,00034	—0,0017	—0,0018	+0,004	1:1
4	50,0	126,35	50,0	—41,372	—27,0	—1′40″	—1′58″	0,0	—0,004	—0,0014	—0,0013	+0,0063	—0,004	—0,0057	+0,0072	+0,0062	1:0,82

2. Все рассчитанные системы имеют угловую сферическую аберрацию, не превосходящую 2′, что соответствует разрешающей способности высокочувствительной фотографической эмульсии.

Поле зрения системы может достигать 15° и более в зависимости от допустимого виньетирования. Определение виньетирования в произвольной концентрической системе рассмотрено в [7]. Некоторым недостатком системы являются значительные габариты. Система может быть использована для изучения туманностей, зодиакального света, свечения ночного неба и т. д. в широком диапазоне спектра — от далекого ультрафиолета до инфракрасной области включительно; это делает систему перспективной для использования при исследованиях на искусственных спутниках Земли космических объектов в далеком ультрафиолете и инфракрасных лучах. Возможно также применение системы в качестве камеры для спектрографа. Опытный экземпляр системы был изготовлен и испытан визуально в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Система имеет $D=20$ *мм*, $f=28$ *мм* и предназначена для переброски изображения в 640-мм камере с $A=1:1{,}4$.

§ 4. Повышение светосилы системы

В некоторых случаях светосила системы может оказаться недостаточной; в этом случае возможно увеличение ее светосилы посредством апланатической линзы. Во избежание появления полевых аберраций поверхности этой линзы должны быть концентричны с системой (фиг. 3). Конструктивные элементы линзы можно найти, используя свойства апланатических точек сферы:

$$\left.\begin{aligned} z &= -\frac{r_3}{n}; \\ z' &= -nr_3, \end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

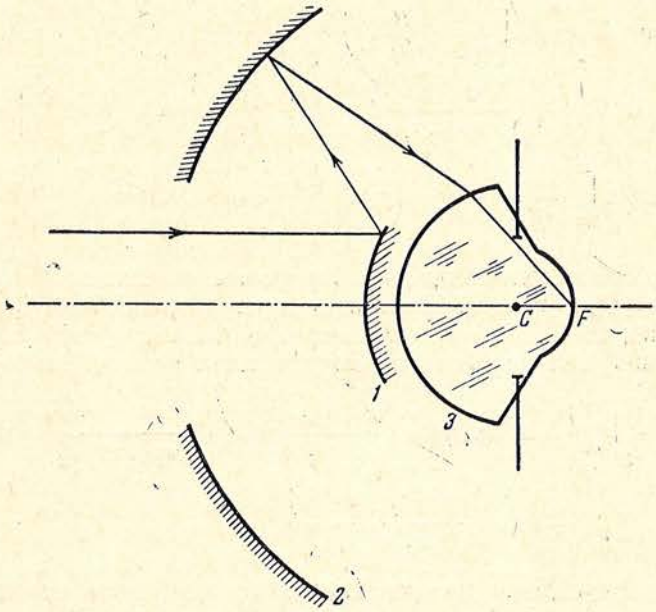
где n — показатель преломления линзы; z, z' — расстояния апланатических точек от центра кривизны; r_3 — радиус апланатической поверхности. Считая n известным, совмещаем фокус исходной системы с точкой, лежащей на расстоянии z' от центра кривизны системы:

$$-f = z' = -nr_3, \qquad (17)$$

где f — фокусное расстояние исходной системы.

Найдя r_3 из (17), подставим его в первую формулу (16) и найдем $z=r_4$ — радиус кривизны второй поверхности линзы, к которой непосред-

ственно иммергируется фотопленка. Относительное отверстие системы увеличивается в n^2 раз по сравнению с исходной системой. Например, рассчитаем линзу из плавленого кварца для $\lambda=2144$ Å ($n=1{,}5341$) для системы № 4 из таблицы. Получим $r_3=26{,}968$, $r_4=-17{,}579$, относительное отверстие системы с линзой составляет 1 : 0,37 вместо 1 : 0,82 у исходной системы.



Фиг. 3. Двузеркальная концентрическая система с апланатической линзой, повышающей светосилу

Следует заметить, что линза вносит хроматические аберрации, а потому ее следует использовать лишь в тех случаях, когда хроматизм не мешает, например, в качестве камеры для спектрографа, для фотографирования в монохроматических лучах и т. д.

Укажем также, что для повышения светосилы двузеркальной системы можно использовать также «пространственные» [8, стр. 26] системы Герцбергера (впрочем, последние могут быть использованы и для увеличения светосилы почти любой другой системы), а также «двусферные» системы [8, стр. 27—28, 211—212] того же автора.

§ 5. Ошибки изготовления и их влияние на сферическую аберрацию концентрической системы

При изготовлении системы неминуемы отступления от расчетных величин; возникает вопрос об определении допусков на конструктивные элементы системы. Мы изучим влияние малых отступлений от радиусов, толщин, воздушных промежутков в концентрической системе на угловую сферическую аберрацию, причем будем считать, что центрировка системы не нарушена. Запишем выражение для угловой сферической аберрации η для концентрической системы из n поверхностей [5]:

$$\eta=\arcsin\frac{n_1H}{n_{n+1}\beta(r_1-s_1)}-\arcsin\frac{H}{r_1-s_1}-\sum_{i=1}^{i=n}\left(\arcsin\frac{n_1H}{n_{i+1}r_i}-\arcsin\frac{n_1H}{n_ir_i}\right), \tag{18}$$

где β — линейное увеличение системы.

Обозначим через Δr_i приращения радиусов изготовленной системы и через A расстояние между центрами кривизны двух соседних ее поверхностей (эта система, вообще говоря, уже не будет концентрической). Запишем выражение для угловой сферической аберрации изготовленной системы (это выражение может быть выведено аналогично выражению для η в [5], а потому мы опускаем этот вывод):

$$\eta_1 = \arcsin\left[\frac{n_1 H}{n_{n+1}\beta(r_1 - s_1)}\right] - \arcsin\left(\frac{H}{r_1 - s_1}\right) -$$
$$- \sum_{i=1}^{i=n}\left\{\arcsin\left[\frac{1}{n_{i+1}(r_i + \Delta r_i)}\left(n_1 H + \sum_{\nu=1}^{\nu=i} A_{\nu-1} n_\nu \sin u'_{\nu-1}\right)\right] -\right.$$
$$\left. - \arcsin\left[\frac{1}{n_i(r_i + \Delta r_i)}\left(n_1 H + \sum_{\nu=1}^{\nu=i} A_{\nu-1} n_\nu \sin u'_{\nu-1}\right)\right]\right\}. \qquad (19)$$

Приращение сферической аберрации, вызванное ошибками изготовления, очевидно, равно $\Delta\eta = \eta_1 - \eta$. Подставив в это выражение (18) и (19) и разложив $\Delta\eta$ в ряд Тейлора по степеням Δr_i, $A_{\nu-1}$, получим, сохраняя в разложении лишь члены первого порядка малости относительно Δr_i, $A_{\nu-1}$:

$$\Delta\eta \approx \sum_{i=1}^{i=n}\left\{\frac{1}{r_i}\left[\sum_{\nu=1}^{\nu=i} A_{\nu-1} n_\nu \sin u'_{\nu-1} - \frac{\Delta r_i}{r_i} n_1 H\right]\left[\left(\frac{1}{n_{i+1}} - \frac{1}{n_i}\right)\sec u'_n + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \frac{\sec i_i}{n_i} - \frac{\sec i'_i}{n_{i+1}}\right]\right\}, \qquad (20)$$

где i_i и i'_i — углы падения и преломления на поверхности с номером i. При этом мы считаем $r_1 - s_1$ постоянным. Применим выражение (20) к двузеркальной системе:

$$\Delta\eta \approx 2\left[\frac{\Delta r_1 H}{r_1^2}(\sec u'_2 - \sec i_1) + \left(\frac{A_1 \sin u'_1}{r_2} + \frac{H\Delta r_2}{r_2^2}\right)(\sec i_2 - \sec u'_2)\right].$$

Из этого выражения видно, что наиболее строгие требования предъявляются к изготовлению поверхности с малым радиусом кривизны.

Автор выражает свою признательность проф. В. К. Прокофьеву и В. И. Пронику за просмотр рукописи и ценные указания.

22 мая 1962 г.

Литература

1. Д. Максутов. Анаберрационные отражения поверхности и системы и новые способы их испытаний. Труды ГОИ, 8, 1932.
2. Schwarzschild.— Göttinger Nachr., N. F., 4, N 43, 1905.
3. H. Chretien. Le telescope de Newton et le telescope aplanétique.— Rev. d'Optique. 1, 1922.
4. Г. Слюсарев. Методы расчета оптических систем. ОНТИ, 1937.
5. Г. М. Попов. Журнал ОМП, вып. 3, 1961.
6. Г. М. Попов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 28, 341, 1962.
7. F. Hekker. On concentric optical systems. Diss. Delft, 1947.
8. M. Herzberger. Modern geometrical optics. N. Y., 1958.

ОПЕЧАТКИ И ИСПРАВЛЕНИЯ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
3	11 св.	ecnelle	echelle
19	23 св.	(7 12)	$(7^h 12^m)$
	26 св.	3,27	$3^d 27$
33	Фиг. 4, 2 сн.	K 17ᵈ21	K 27ᵈ21
192	28 сн.	W	W_λ
225	Ф-ла (14)	$e^{\frac{-\varepsilon^2}{\kappa T}}$	$e^{\frac{-\varepsilon_2}{kT}}$
225	1 сн.	HH_δ	H_γ и H_δ
231	8 столбец, 5 сн.	2,27	2,72
239	10 сн.	H	H_η
240	20 сн.	H	H_β
240	5 сн.	H	H_ε
283	11—12 св.	пунктиром показана кривая распределения	пунктиром показано распределение
283	25 св.	H	H_α
287	1 св.		
293	Ф-ла (1)	$0,23y$	$0,023y$
294	Табл. 1	C III	Cl III
	Ф-ла (2)	$_{DS}A_{SD}$	$\chi_{DS}A_{SD}$
296	5 св.	$= \frac{n_l}{\sqrt{T_l}}$	$y = \frac{n_l}{\sqrt{T_l}}$
	Ф-ла (6)	$10_{-7}(1+0,079_\varepsilon$	$10^{-7}(1+0,079_\varepsilon)$
306	20 св.	$b_4 T_l)$	$b_4(T_l)$
313	5 св.	Синтон	Ситон
	7 св.	I_δ	$I_{H\delta}$
326	10 сн.	отражения	отражающие