АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXXVII

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА—1967

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII, 1967 г.

О НАЛИЧИИ КИСЛОРОДА В АТМОСФЕРЕ ВЕНЕРЫ. IV

В. К. Прокофьев

Продолжена обработка спектров Венеры, полученных в 1964 г. [1]. Около интенсивных линий R-ветви теллурической B-полосы кислорода обнаруживаются слабые линии атмосферы Венеры, чем подтверждается вывод [1].

Обнаружена зависимость контуров теллурических линий от наличия облачной дымки в земной атмосфере.

ON THE PRESENCE OF OXYGEN IN THE ATMOSPHERE OF VENUS, by *V. K. Prokovyev*.— Further study of spectra of Venus taken in 1964 confirm the conclusion obtained in [1]. Weak lines of the atmosphere of Venus are detected near the intensive lines of the *R* branch of the telluric oxygen B band. A dependence between the telluric line profiles and cloud haze in the terrestrial atmosphere is found.

В настоящем сообщении проводится дальнейший анализ спектров Венеры, полученных в 1964 г. Характеристика материала наблюдений дана в [1]. Там же изложены результаты изучения контуров двух линий поглощения P-ветви B-полосы теллурического кислорода λ6892,369 и λ6893,309 Å, наиболее интенсивных в земной атмосфере. В этой же области находится ряд линий поглощения P- и R-ветвей B-полосы изотопической молекулы $O^{16}O^{18}$, уверенно обнаруживаемой в спектре Солнца, при концентрации 1/600 от кислорода O_2^{16}. Путем качественного сравнения очень слабых линий поглощения, относящихся к атмосфере Венеры, со слабыми линиями поглощения изотопической молекулы $O^{16}O^{18}$ земной атмосферы сделана достаточно приближенная оценка верхнего предела содержания кислорода в атмосфере Венеры, не более 0,1% земного, т. е. < 160 *атм·см*.

Спинрад и Ричардсон [2] анализировали спектры Венеры, полученные в 1962 и 1963 гг. при дисперсии 3,1 Å/*мм* в области A-полосы теллурического кислорода. Они рассматривали линию с $J = 21$ ($\lambda = 7665{,}944$ Å); заметной линии поглощения, которую можно было бы отнести за счет атмосферы Венеры, они здесь не обнаружили. Предполагая, что в этой области можно обнаружить линию поглощения с эквивалентной шириной $W \geqslant 8$ *м*Å, они пришли к заключению, что верхний предел содержания кислорода в атмосфере Венеры составляет 57 *атм·см*. Эта оценка несущественно отличается от нашей.

Сопоставим условия наблюдения для [1] и [2]. В [1] рассматривались линии полосы с $J = 7$, находящиеся в области максимальной интенсивности в соответствии с температурным распределением заселенности нижних вращательных состояний. В [2] рассматривалась линия полосы A с $J = 21$, для которой интенсивность примерно на порядок меньше максимальной. Учитывая, что полоса A в 13 раз интенсивнее полосы B [3], мы можем принять, что условия в обеих работах были примерно одинаковы. Однако у нас использовался спектрограф с дисперсией 1,8 Å/*мм* вме-

сто 3,1 А/*мм* в [2], т. е. в 1,7 раза лучше, что, вообще говоря, больше способствует обнаружению очень слабых линий поглощения. К сожалению, в [2] не приведены регистрограммы спектра, чтобы можно было судить о характере крыльев контура исследуемой линии.

Кроме того, оценка содержания кислорода в атмосфере Венеры по эквивалентной ширине (с учетом кривой роста) представляется достаточно трудной. Оценка по сопоставлению с теллурическими линиями поглощения изотопической молекулы кислорода, принятая нами, является более непосредственной.

В настоящей работе приводятся результаты анализа контуров теллурических линий поглощения: первой линии λ6883,833 P-ветви с $J = 1$ и всех доступных для измерения линий R-ветви B-полосы. Техника обработки спектров подробно изложена в [1] и осталась без изменений.

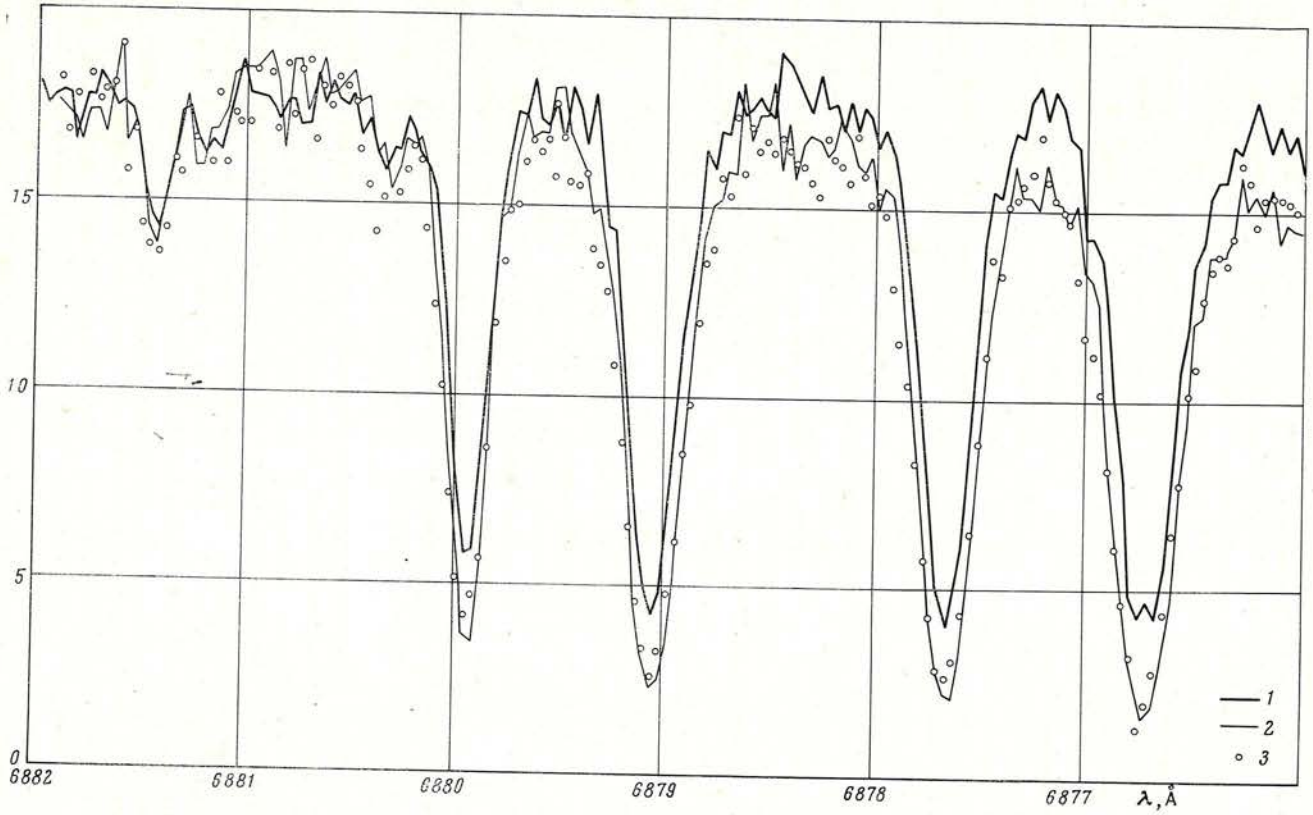
Как указано в [1], все 12 полученных спектров Венеры были разбиты на пять групп в зависимости от ширины щели спектрографа и от зенитного расстояния Z Венеры во время фотографирования. При анализе контуров только двух линий, исследованных в [1], такое разграничение было вполне разумным и достаточно правильным. Однако при построении контуров линий R-ветви обнаружились некоторые отклонения от принятого ранее распределения групп, которые заставили его пересмотреть.

В табл. 1 приведено принятое в [1] распределение.

Таблица 1

Номер			$h=90°-z°$	Ширина щели, Å	Новое распределение
группы	пластинки	спектра			
I	81		33—26	0,12	I
	90		38—30	0,12	
	60	2	33—26	0,12	
	59	1	37—26	0,12	
II	87		27—13	0,12	II
	59	2	26—15	0,12	
	60	3	26—13	0,12	
III	60	1	40—33	0,08	III
	61		47—37	0,08	
IV	62		33—22	0,08	IV
	63	1	37—26	0,08	
V	63	2	29—18	0,08	V

Регистрограммы спектров в каждой группе совмещались по уровню непрерывного спектра. В случае R-ветви такое совмещение делалось на участке длин волн между первыми линиями P- и R-ветвей (6880—6883 Å). Во всех случаях оно достаточно удовлетворительно сохранялось по всей R-ветви до λ6871; это обстоятельство — надежное свидетельство правильности отнесения отдельных спектров к той или иной группе. Одно исключение было весьма серьезным: контуры линий R-ветви спектра 1 пленки 59 оказались заметно шире, чем во всех спектрах I группы; для этого спектра поглощение атмосферного кислорода оказалось больше, чем соответствует высоте $h = 37 \div 26°$, для которой спектр получен. Фиг. 1 иллюстрирует это обстоятельство. Здесь нанесена регистрограмма пленки 60 ($h = 33 \div 26°$) и регистрограммы спектров 1 и 2 пленки 59. Как можно



Фиг. 1. Совмещение регистрограмм R-ветви

1 — пленка 60; *2* — пленка 59, спектр 2; *3* — пленка 59, спектр 1

видеть, совмещение регистрограмм на участке 6880—6882 достаточно удовлетворительное. По мере продвижения по R-ветви регистрограмма пленки 60 идет выше (меньше поглощение, больше высота Венеры во время фотографирования). Регистрограмма спектра 2 пленки 59, полученного при меньшей высоте Венеры ($h = 26 \div 15°$) идет, как и должно быть, ниже. Однако регистрограмма спектра 1 пленки 59 ($h = 37 \div 26°$) идет заметно ниже регистрограммы пленки 60 и практически накладывается на регистрограмму спектра 2 этой же пленки. Сопоставление показывает, что спектр 1 пленки 59 следует исключить из I группы и ввести во II группу. В [1] такой разницы замечено не было, так как регистрограммы сопоставлялись на очень ограниченном участке длин волн в пределах всего лишь 1 Å.

Какова причина столь убедительного совпадения регистрограмм спектров пленки 59? Для большей высоты Венеры и меньшей воздушной массы земной атмосферы поглощение земного кислорода оказалось таким же, как при меньшей высоте и большей воздушной массе. Разница довольно существенная; для средней высоты фотографирования спектра 1 ($h = 32°$) воздушная масса (по Бемпораду) $m_1 = 1{,}88$, для спектра 2 имеем $h = 20°$ и $m_2 = 2{,}90$. Какой-то процесс привел к существенному увеличению воздушной массы при фотографировании спектра 1.

Длительность экспозиции каждого спектра 1 час; за это время происходит заметное смещение Венеры по азимуту. Возникло предположение, что луч зрения при фотографировании проходит через область различного атмосферного давления. Синоптическая карта на 21 час 22.IV 1964 г. показывает, что луч зрения для спектра 2 действительно проходит через область несколько меньшего давления, но разница давлений очень невелика, едва достигает 5 *мб* у поверхности Земли. Таким образом, изобары синоптической карты не позволяют отнести наблюдаемый эффект за счет разницы в атмосферном давлении.

Следует отметить, что 22.IV спектры фотографировались при наличии переменной легкой облачной дымки на западной части неба. Эта облачность могла привести к эффективному увеличению оптической длины пути луча света за счет многократного рассеяния на частицах облачной дымки[1]. Были поставлены специальные эксперименты по измерению эквивалентных ширин теллурических линий B-полосы кислорода при фотографировании спектра Солнца при ясном небе и при наличии дымки. Предварительные опыты, приведенные В. Назаровым, показали, что при наличии дымки эквивалентная ширина теллурических линий действительно увеличивается[2].

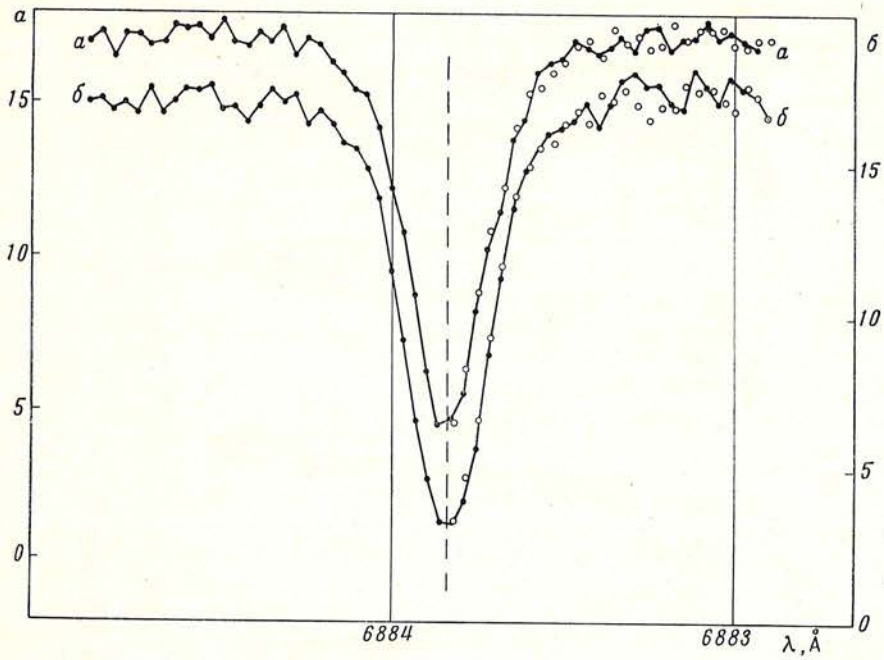
В литературе имеется несколько указаний на изменения эквивалентной ширины теллурических линий поглощения кислорода. Так, А. К. Сусловъ [3—5] неоднократно отмечал такие изменения и связывал их с микроциркуляцией атмосферы в районах наблюдения, с изменением содержания кислорода в различных географических пунктах. Мы склонны считать, что наблюдаемые А. К. Сусловым изменения связаны с наличием более или менее интенсивной аэрозольной дымки в атмосфере.

Наличие аномального поведения теллурических линий на спектре 1 пленки 59, таким образом, стало ясно, и этот спектр в дальнейшем отнесен ко II группе. Следует отметить, что все спектры были проверены более тщательно с целью обнаружения возможных резких различий в эквивалентных ширинах; кроме спектров пленки 59, других аномалий не замечено. Может быть, следует несколько точнее разделить II группу на две подгруппы: IIа — пленка 59 спектр 1 и пленка 60 спектр 3 и IIб — плен-

---

[1] При обсуждении этого явления Г. В. Розенберг высказал предположение о возможности влияния многократного рассеяния света на частицах облачной дымки.

[2] Исследования В. Назарова продолжаются.



Фиг. 2. Контур линии λ6883,833 P-ветви

Кружки — точки длинноволновой части контура, наложенные на коротковолновую часть
а — по спектрам I группы; *б* — по пленке 59 спектр 1 и пленке 60 спектр 3 II группы

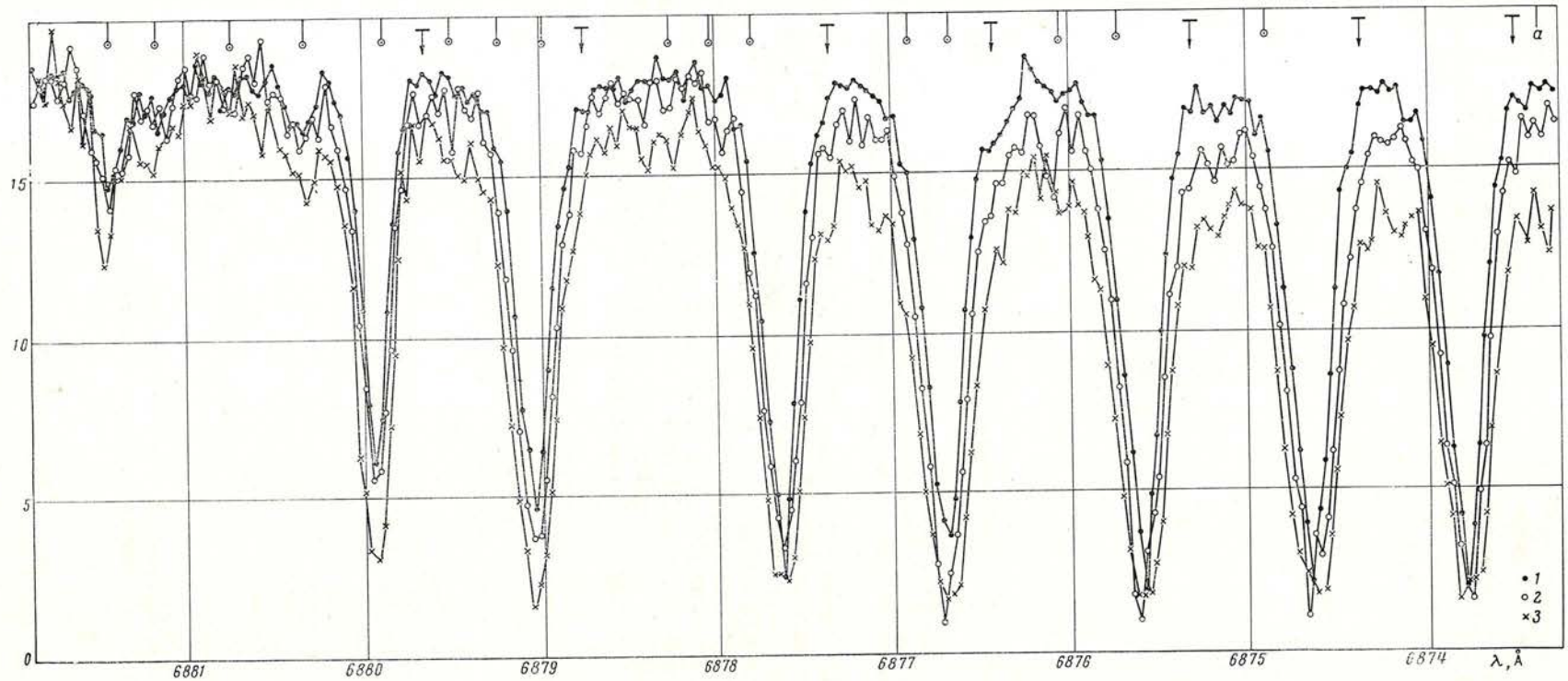
ка 87 и пленка 59 спектр 2. После уточнения распределения спектров по группам была проведена тщательная фотометрическая обработка всех спектров для первой линии P-ветви ($\lambda = 6883{,}833$ Å) и R-ветви.

Линия P-ветви λ6883,833 с $J = 1$ слабее исследованных в [1] в 3—4 раза. Около нее нет заметных блендирующих линий, она отстоит довольно далеко от других линий P- и R-ветвей, и поэтому можно ожидать, что контур ее будет симметричным. В табл. 2 представлены все линии солнечного спектра, соседние с этой линией, с указанием эквивалентных ширин по утрехтскому каталогу [6] и интенсивностями I_R по таблицам Роуланда.

Таблица 2

λ, Å	Принадлежность	W, мÅ	I_R
6883,070	Cr	31	1
6883,108	—	—	—
6883,230	—	5	—
6883,371	—	3	—3
6883,833	O_2	146	—
6884,041	—	9	—
6884,45	—	2	—
6885,004	—	4	—
6884,989	Atm?	—	—3

На фиг. 2 представлен усредненный контур линии λ 6883 по всем спектрам I группы и по спектрам II группы пленка 59 спектр 1 и пленка 60 спектр 3.



Фиг. 3. Регистрограммы семи первых линий R-ветви

1 — по спектрам III группы; *2* — IV группы; *3* — V группы

Для наглядности на коротковолновом крыле контура показано положение длинноволнового. Как следует из фиг. 2, контур линии действительно очень симметричен. На крыльях линии симметрично относительно оси ее середины расположены солнечная линия λ6884,45 с эквивалентной шириной 2 *м* Å и предполагаемая линия атмосферы Венеры. Достаточная симметричность крыльев контура позволяет говорить о том, что предполагаемая линия в атмосфере Венеры имеет эквивалентную ширину не более 2 *м*Å (допплеровское смещение равно — 0,30Å).

Результаты обработки линий R-ветви представлены на фиг. 3. Здесь нанесены усредненные контуры семи первых линий R-ветви для III, IV и V групп спектров, полученных с узкой щелью спектрографа. Здесь же нанесено положение солнечных (⊙) (с учетом допплеровского смещения) и атмосферных (*a*) линий, имеющихся в каталоге Роуланда, а также положение предполагаемых линий в атмосфере Венеры. Рассмотрение контуров линий фиг. 3 показывает, что для первой линии (λ6879,928) контур достаточно симметричен (эта линия в 5—6 раз слабее максимальной), и с коротковолновой стороны не обнаруживается никакой депрессии, которую можно было бы отнести за счет атмосферы Венеры. Для остальных линий, интенсивность которых возрастает с номером линии, на месте предполагаемой линии атмосферы Венеры начинает обнаруживаться явная депрессия, уверенно свидетельствующая о реальности линии атмосферы Венеры. Около линии λ6873,798 имеется бленда атмосферной линии, поэтому обнаружение депрессии здесь затруднительно[1].

Если по контуру линии λ6883,833 мы оценили эквивалентную ширину линии атмосферы Венеры не более 2 *м*Å, то для линий *R*-ветви λλ6876,715 и 6875,590 эквивалентная ширина не будет более 5 *м*Å, если учесть, что линии в спектре Венеры слабые и их эквивалентная ширина соответствует линейной части кривой роста. Проследить характер депрессии для более высоких членов R-ветви не удается из-за блендирования атмосферными линиями и сгущающимися линиями R-ветви. Это возможно сделать для P-ветви; результаты обработки всех доступных линий P-ветви будут сообщены позднее.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Анализ контуров семи первых линий *R*-ветви B-полосы теллурического кислорода подтверждает вывод [1] о наличии слабых линий поглощения кислорода атмосферы Венеры, расположенных у теллурических линий с наибольшей интенсивностью. Эквивалентная ширина этих слабых линий $\leqslant$ 5 *м*Å.

2. Обнаружена зависимость эквивалентной ширины теллурических линий кислорода от наличия облачной дымки во время фотографирования спектров.

Май 1966 г.

Литература

1. В. К. Прокофьев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 243.
2. H. Spinrad, E. H. Richardson. Astrophys. J., 1965, **141**, N 1, 282.
3. А. К. Суслов. Солнечные данные, 1958, № 6, 76.
4. А. К. Суслов. Астрон. цирк., 1958, № 197, 8.
5. А. К. Суслов. Астрон. цирк., 1960, № 213, 8.
6. Recherches Astronomiques de l'Observatoire d'Utrecht, **15**, 1960.

---

[1] Подобная картина наблюдается и для контуров линий по спектрам I и II групп. Однако вследствие более (в 1,5 раза) широкой щели спектрографа депрессия с коротковолновой стороны выражена менее четко. Регистрограммы эти на фиг. 3 не показаны, чтобы не усложнить ее.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

О ТИПЕ ХВОСТА КОМЕТЫ ИКЕЙА—СЕКИ

Н. С. Черных

Описываются фотографические наблюдения кометы Икейа—Секи на двойном 400-*мм* астрографе.

Анализ фотографий с применением методов механической теории кометных форм показывает, что в эпоху своей наибольшей активности после перигелия комета имела хвост II типа по классификации Бредихина с силами отталкивания $1 + \mu = 0{,}6$, в то время как до перигелия примерно на тех же расстояниях от Солнца комета имела хвост I типа.

ON THE TYPE OF TAIL OF THE COMET IKEYA—SEKI, by *N. S. Chernyh*.— The photographic observations of the comet Ikeya-Seki made with the 400 mm astrograph are described. The photographs were analyzed by applying methods of the mechanical theory of cometary forms. During the period of greatest activity after perihelion passage the tail was of type II in the Bredichin classification with repulsive forces $1 + \mu = 0.6$. At about the same distance from the sun before perihelion the comet had a type I tail.

Комета 1965 f, открытая Каору Икейа и Цутомо Секи утром 18.IX по первым наблюдениям представляла собой диффузный объект 8^m без признаков хвоста. Вычисления орбиты показали, что, подобно известной сентябрьской комете 1882 г., комета Икейа — Секи в перигелии пройдет необычно близко к Солнцу, в результате чего блеск ее возрастет до -10^m или даже -15^m и она станет видимой на дневном небе. Интерес к новой комете необычайно возрос, ее стали наблюдать на многих обсерваториях мира.

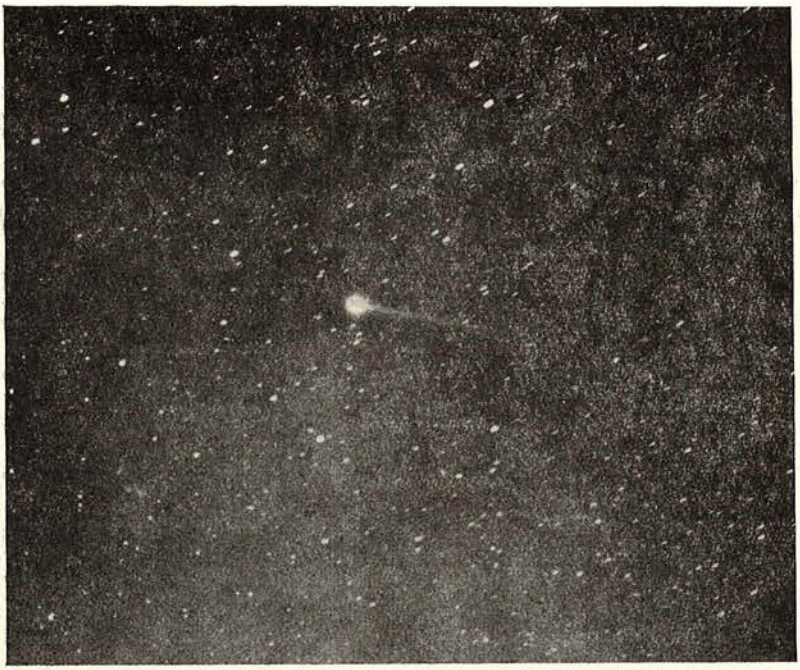
На Крымской астрофизической обсерватории комета Икейа — Секи наблюдалась на двойном 400-*мм* астрографе в период с 26.IX по 3.XII. За это время получено 26 снимков кометы.

Основной целью фотографических наблюдений было определение точных положений кометы [1, 2], поэтому бóльшая часть фотографий сделана с короткими экспозициями на низкочувствительных пластинках Astro-Platten. Для выявления структуры головы и хвоста получено несколько снимков на высокочувствительных пластинках Kodak с экспозициями около 20 *мин*. Из-за низкого положения кометы и близости ее к Солнцу более продолжительные экспозиции сделать было невозможно.

По фотографиям хорошо прослеживается изменение общего вида, размеров и яркости кометы.

На снимках 26.IX—3.X голова кометы имеет луковичную форму, хвост кометы прямой и короткий (фиг. 1). В голове резко выделяется центральное уплотнение. Диаметр головы на первых снимках около 2′, на последующих он увеличивается до 4′, длина хвоста возрастает от 0,5 до 1°, звездная величина головы изменяется примерно от 7 до 5^m.

Визуально в гид астрографа ($D = 15$ *см*, увеличение 200) хорошо заметна центральная часть головы в виде овальной туманности голубоватого цвета длиной около 20″ и слабо видно красноватое звездообразное ядро $10—11^m$.



Фиг. 1. Снимок кометы Икейа—Секи (сентябрь $29^d,092$, двойной 400-*мм* астрограф)

После 3.X наступил длительный перерыв в наблюдениях из-за пасмурной погоды и из-за близости кометы к Солнцу.

21 и 22.X комета фотографировалась около Солнца с помощью коронографа А. Н. Бабиным и М. Б. Огирь. К концу октября, отойдя достаточно далеко от Солнца, комета стала выдающимся по блеску и форме объектом утреннего неба. Многочисленные наблюдатели отмечали необычную активность кометы, наличие в хвосте поперечных полос, делающих хвост похожим на закрученную веревку [3—5]. К сожалению, в Крыму в это время стояла пасмурная погода, и первое наблюдение после прохождения кометы через перигелий удалось сделать только 5.XI, когда активность кометы уже несколько уменьшилась.

5.XI хвост кометы достигал в длину 20° и напоминал по форме и цвету расходящийся луч прожектора. Хвост был очень узким у основания, расширялся в средней части до 1,5—2° и был почти совершенно прямым. Голова кометы имела диаметр 1—2′ и не обнаруживалась невооруженным глазом. В гид астрографа голова была видна очень слабо, значительно хуже, чем 1—3.X. Визуально ни в хвосте (невооруженным глазом), ни в голове (в искатель и гид) никаких подробностей структуры не замечено. На фотографиях (фиг. 2—4), снятых астрографом и установленным на астрографе фотоаппаратом «Зенит», видно много интересных подробностей.

Наиболее яркая часть хвоста искривлена незначительно, но концевая его часть длиной примерно 5° загибается в сторону, противоположную движению кометы. В средней части хвоста имеется несколько полос шириной около 0°,5, незначительно наклоненных к оси хвоста. Все эти детали, достаточно хорошо различимые на негативах, но из-за своей малой контрастности плохо воспроизводимые на отпечатках, показаны на фиг. 5.

На более поздних снимках, 10 и 12.XI, сделанных при полной Луне, вышла только внутренняя часть головы без заметных признаков хвоста. В голове можно различить три отдельных ядра, расположен-

Фиг. 2. Снимок кометы Икейа—Секи фотоаппаратом «Зенит» (ноябрь $5^d,130$)

ных на одной прямой в направлении хвоста и разделенных интервалами примерно 20″, но видимых настолько слабо, что ручаться за их реальность нельзя. Плотность центральной конденсации в голове значительно уменьшилась.

Блеск кометы с дальнейшим удалением ее от Солнца падал очень быстро, значительно быстрее, чем это следует из обычного закона изменения блеска:

$$m = m_0 + 5 \lg \rho + 10 \lg r.$$

По наблюдениям 3.XII звездная величина кометы была уже $9-10^m$ (вместо 7^m по эфемериде). 13.II комета не найдена на пластинке, снятой с экспозицией 50 *мин*. Следовательно, она была не ярче 14^m, в то время как по эфемериде она должна быть 12^m.

Быстрое уменьшение яркости кометы, а также заметное уменьшение плотности центральной конденсации в голове указывает на потерю большой массы вещества и на изменение физического состояния ядра после прохождения кометы в непосредственной близости к Солнцу.

В связи с этим интересно определить тип хвоста кометы по классификации Бредихина отдельно по снимкам до прохождения перигелия и после. Для этой цели были использованы фотографии (фиг. 1—4), данные о которых приводятся в табл. 1.

Таблица 1

Дата, 1965 г., всемирное время	Координаты кометы α_{1950}	δ_{1950}	Инструмент	Экспозиция	Эмульсия
Сентябрь					Kodak
29,09186	$9^h31^m46^s$	$-11°16',5$	Астрограф	20^m	0a-0
Октябрь					
2,09245	9 50 03	—12 09,1	»	20	»
Ноябрь					
5,111	Середина хвоста		»	32	»
5,111	12 02 51	—20 54,0	«Зенит»	32	A-700
5,130	12 02 49	—20 54,3	Астрограф	9	Kodak 0a-0
5,130	12 02 49	—20 54,3	«Зенит»	15	A-700

Прежде всего нужно было убедиться, что условия проектирования позволяют восстановить по видимой картине кометы на небесной сфере ее истинную картину в проекции на плоскость кометной орбиты. Для уверенного проектирования необходимо, чтобы выполнялись условия [6]:

1) $S < 85°$ или $S > 95°$,

2) $\xi' O \eta' > 20°$,

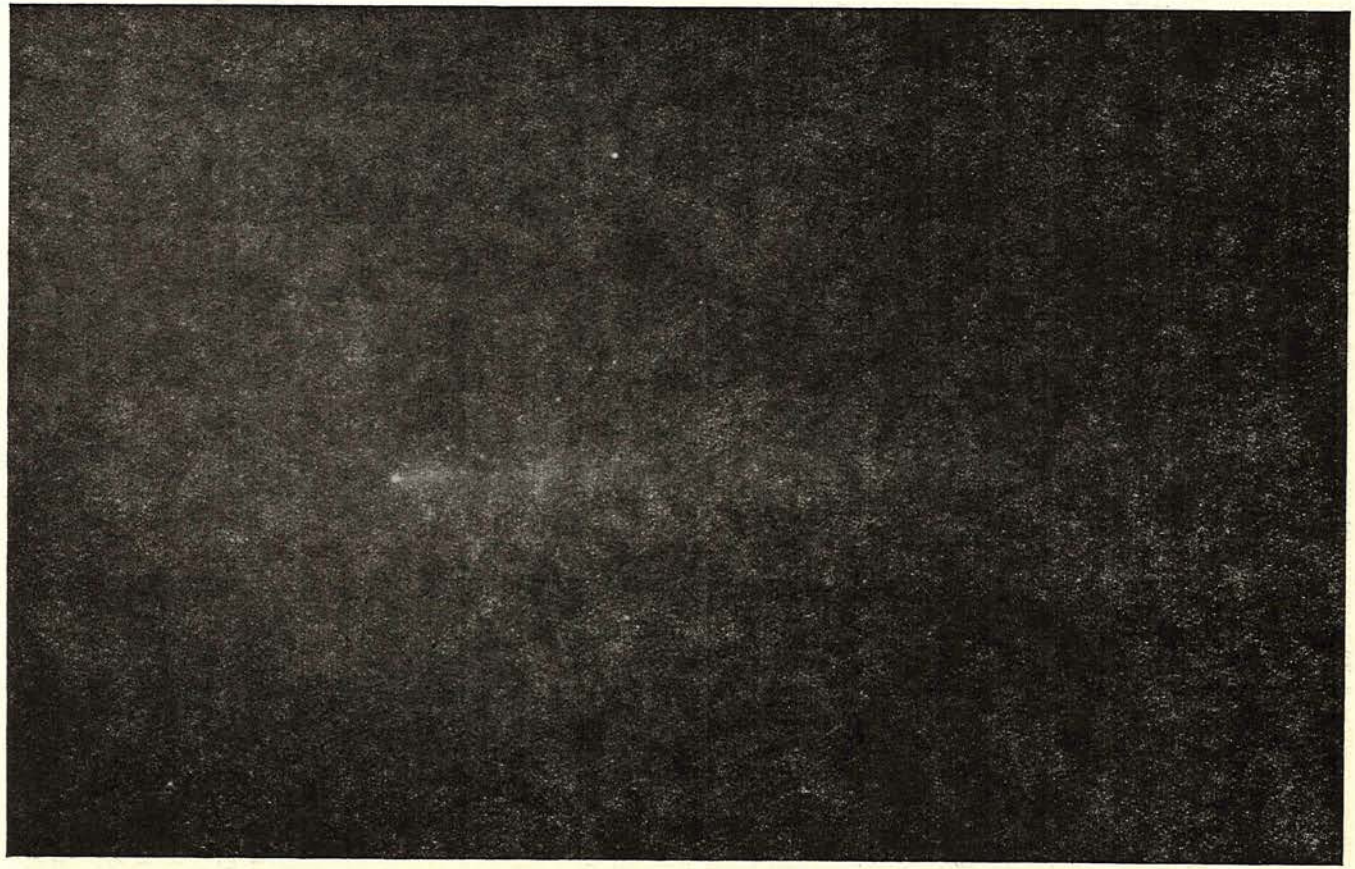
где S — угол между лучом зрения и плоскостью кометной орбиты; $\xi' O \eta'$ — угол, под которым видна прямоугольная кометоцентрическая система координат $\xi O \eta$.

Вычисления, основанные на системе элементов Секанины [7]

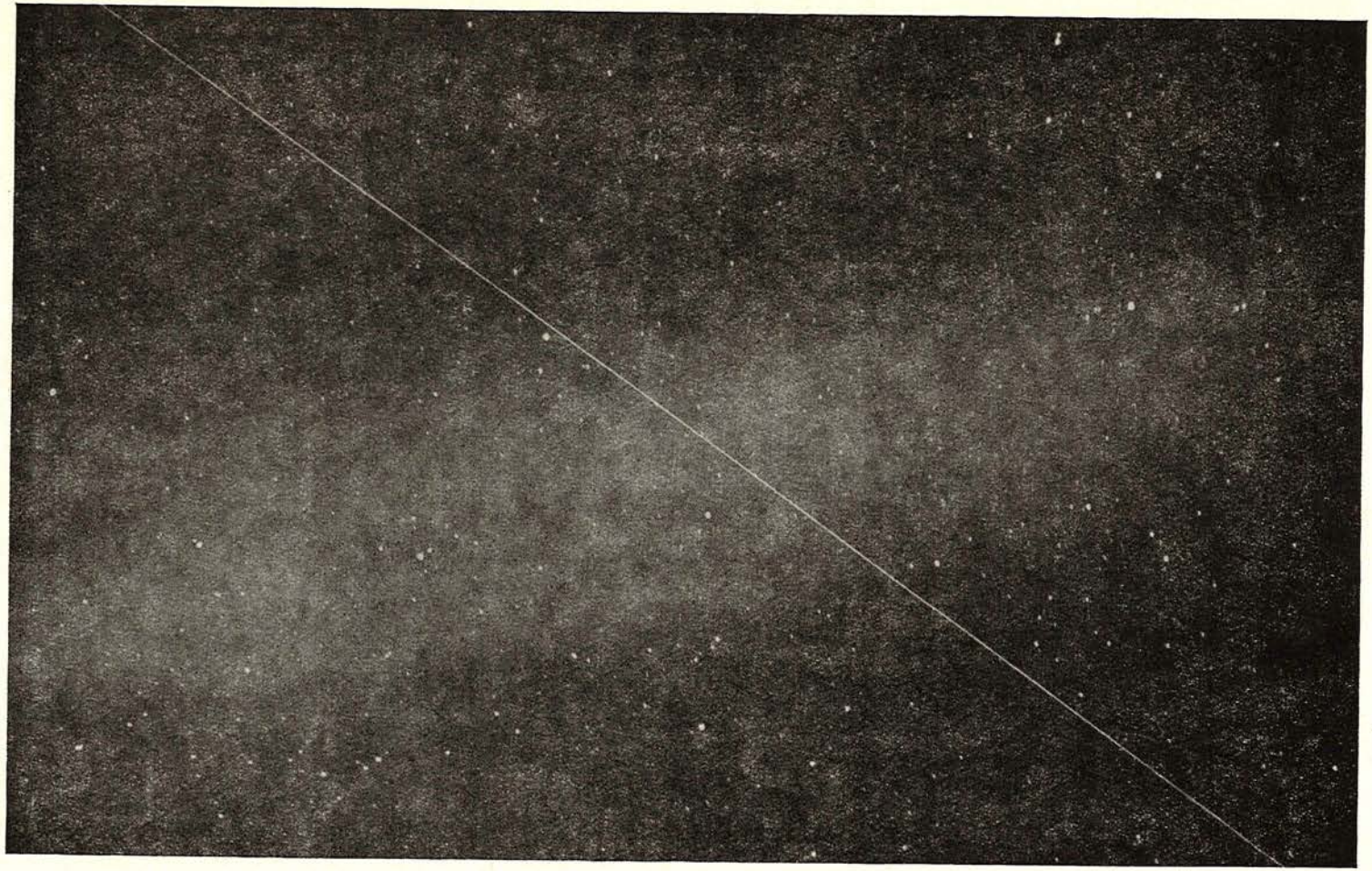
$$T \text{ 1965 октября } 21{,}181 \; ET,$$

$$\left.\begin{array}{ll} \omega & 68°{,}930 \\ \Omega & 346{,}134 \\ i & 141{,}836 \end{array}\right\} 1950{,}0$$

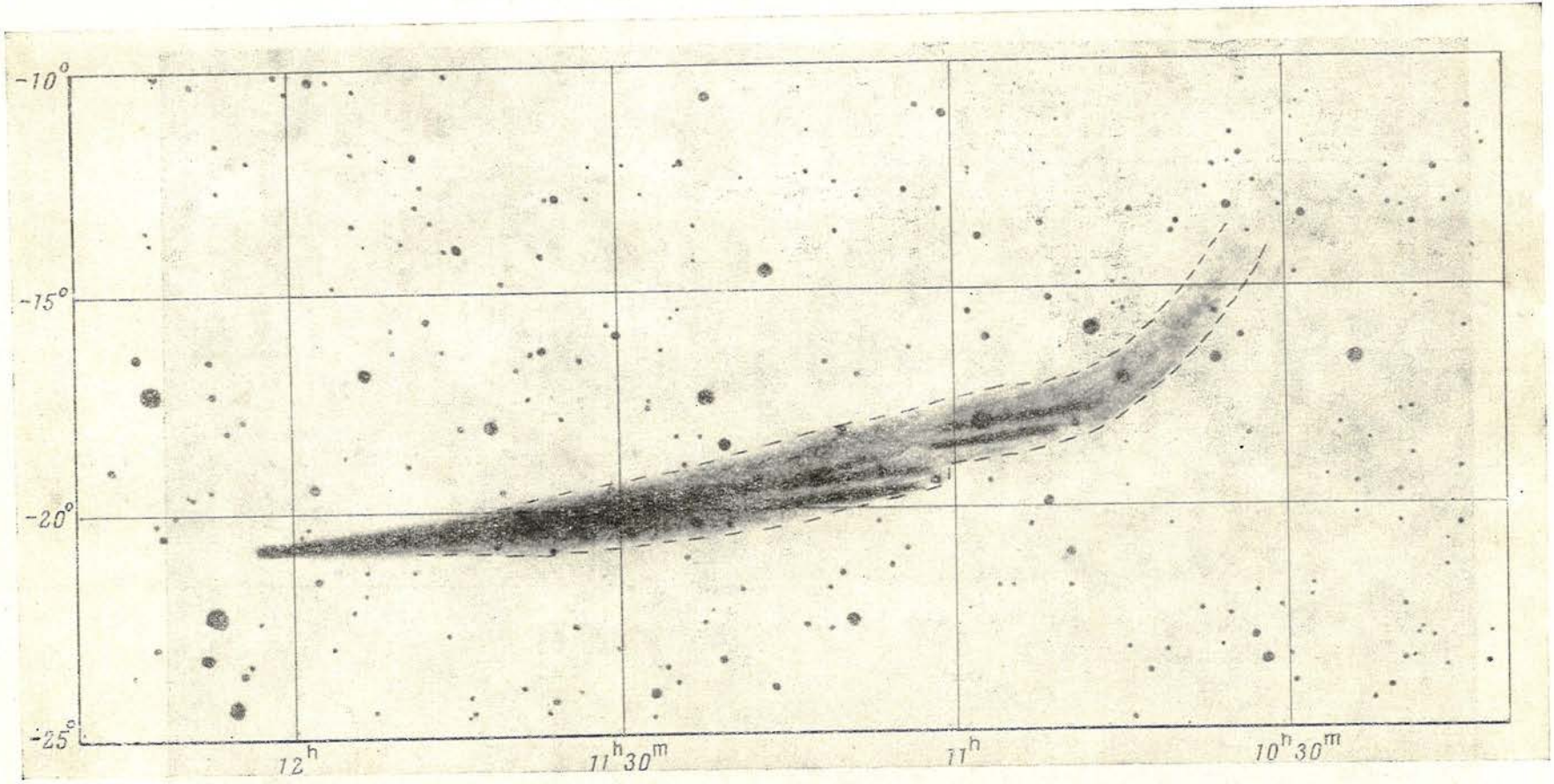
$$q \quad 0{,}0077406,$$



Фиг. 3. Голова кометы Икейа—Секи (ноябрь 5^{d},130,400-*мм* астрограф)



Фиг. 4. Средняя часть хвоста с полосатой структурой (400-*мм* астрограф)



Фиг. 5. Рисунок кометы по фотографиям 5.XI

дают величины углов S и $\xi' O\eta'$, приведенные в табл. 2.

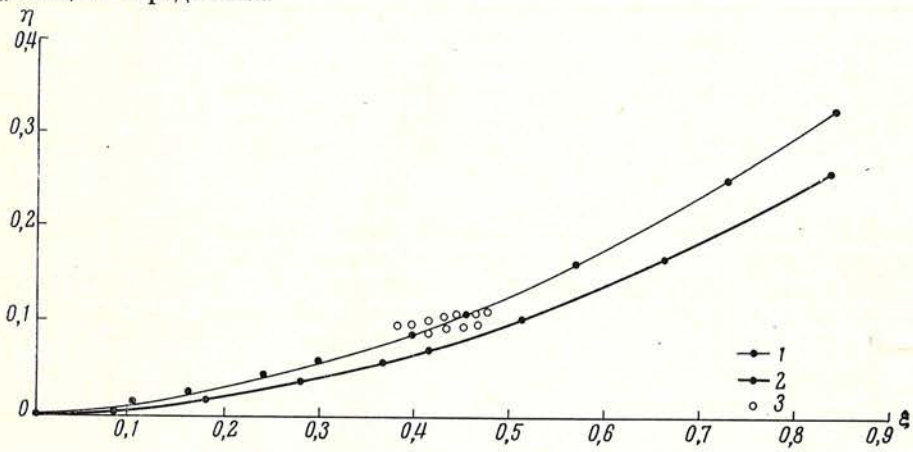
Таблица 2

Дата		S	$\xi' O\eta'$	Примечание
Сентябрь	29,092	99°,4	18°,8	
Октябрь	2,092	101,4	23,4	
Ноябрь	5,130	118,6	123,7	Голова
	5,130	110,1	—	Середина хвоста
	5,130	106,6	—	Конец хвоста

Для снимка 5.XI, ввиду большой протяженности хвоста, угол S приведен для трех различных точек хвоста.

Как следует из приведенной таблицы, условия проектирования вполне удовлетворительны 2.X и 5.XI и значительно хуже 29.IX.

На фотографиях 29.IX и 2.X хвост ориентирован почти в точности по продолжению радиуса-вектора. Учитывая отсутствие кривизны хвоста, его ориентацию и более или менее уверенные условия проектирования, хвост кометы Икейа — Секи до перигелия следует отнести к I типу по классификации Бредихина.



Фиг. 6. Ось хвоста, полосы и синдинама $1 + \mu = 1$ в кометоцентрической системе координат

Ось $O\xi$ совпадает с продолжением радиуса-вектора ядра, ось $O\eta$ направлена в плоскости орбиты кометы в сторону, противоположную направлению движения кометы.
1 — ось хвоста; *2* — синдинама $1 + \mu = 1$, *3* — полосы

На фотографиях 5.XI слабо искривленный хвост незначительно отклоняется от продолжения радиуса-вектора. Для исследования хвоста применен метод проектирования точек оси хвоста на плоскость кометной орбиты. На фотографиях намечалось положение средней линии хвоста, затем были измерены сферические координаты девяти точек оси и по ним вычислены кометоцентрические координаты ξ и η. Определены также сферические координаты нескольких точек двух наиболее заметных полос в хвосте и переведены в кометоцентрические координаты (табл. 3). По этим точкам построен график (фиг. 6).

Как видно из чертежа, действительные очертания кометы в плоскости ее орбиты значительно отличаются от видимых с Земли. Полосы I и II, на фотографиях расположенные близко к концу хвоста, в действительности

Таблица 3

	Номер точки	α_{1950}	δ_{1950}	ξ	η
Ось хвоста	1	11^h43^m3	—20°38′	0,1046 *а. е.*	0,0110 *а. е.*
	2	11 32, 7	—20 17	0,1614	0,0238
	3	11 20, 8	—19 43	0,2406	0,0448
	4	11 12, 8	—19 22	0,2968	0,0570
	5	11 00, 7	—18 36	0,3975	0,0866
	6	10 55, 2	—18 02	0,4563	0,1113
	7	10 44, 7	—17 00	0,5708	0,1630
	8	10 36, 4	—15 28	0,7325	0,2537
	9	10 32, 2	—14 20	0,8441	0,3271
Полоса I	1	$^{1}1$ 03, 6	—18 24	0,3842	0,0968
	2	$^{1}1$ 01, 6	—18 23	0,3985	0,0975
	3	$^{1}0$ 59, 5	—18 16	0,4162	0,1015
	4	$^{1}0$ 57, 7	—18 11	0,4317	0,1048
	5	$^{1}0$ 56, 0	—18 05	0,4480	0,1091
	6	10 54, 1	—17 59	0,4646	0,1135
	7	10 52, 5	—17 54	0,4791	0,1160
Полоса II	1	11 00, 6	—18 36	0,3975	0,0866
	2	10 58, 3	—18 31	0,4168	0,0899
	3	10 56, 4	—18 24	0,4328	0,0937
	4	10 54, 1	—18 20	0,4520	0,0965
	5	10 52, 4	—18 17	0,4660	0,0978

находятся в средней его части. Резкий изгиб хвоста является следствием перспективных искажений и на графике отсутствует.

На график нанесены также точки синдинамы $1 + \mu = 1$, вычисленные для моментов времени t_1, отстоящих от момента снимка t = ноябрь 5,130 на 10; 12; 13; 13,5; 13,7; 14,0; 14,3 и 14,5 суток соответственно (табл. 4).

Таблица 4

	$t-t_1$							
	10	12	13	13,5	13,7	14,0	14,3	14,5
ξ	0,0852	0,1798	0,2806	0,3671	0,4151	0,5127	0,6671	0,8391
η	0,0053	0,0178	0,0373	0,0590	0,0729	0,1056	0,1694	0,2598

Уже беглое рассмотрение фиг. 5 показывает следующее.

1. Ось хвоста расположена в области $1 + \mu < 1$, и поэтому хвост должен быть отнесен ко II типу по классификации Бредихина.

2. Продолжения полос I и II пересекают ось $O\xi$ вблизи начала координат, поэтому эти полосы должны являться не чем иным, как обычными концевыми синхронами, почти всегда имеющимися в хвостах II типа.

Для определения численного значения отталкивательных сил $1 + \mu$ в хвосте и возраста $t - t_1$ синхрон применен следующий прием. Вначале с помощью графического метода, идея которого заимствована из [8], найдены приближенные значения $1 + \mu$ и $t - t_1$ для всех измеренных точек. Внутренняя сходимость результатов, полученных графическим методом,

вполне достаточна, но систематические ошибки, достигающие примерно 0,2 в $1+\mu$ и $0^d,2$ в $t-t_1$, до некоторой степени искажают картину.

Поэтому для нескольких точек каждой из трех серий (ось хвоста и две синхроны) значения величин $1+\mu$ и $t-t_1$ определены строгим аналитическим методом [9], затем найдены разности между точными и приближенными значениями искомых величин, графическим интерполированием получены значения разностей для всех промежуточных точек и прибавлены к приближенным значениям величин. Несмотря на некоторую нестрогость, метод незначительно уступает в точности строгим методам. Результаты определения сил отталкивания и возраста представлены в табл. 5.

Таблица 5

Номер точки	Ось хвоста		Номер точки	Синхрона I		Номер точки	Синхрона II	
	$1+\mu$	$t-t_1$		$1+\mu$	$t-t_1$		$1+\mu$	$t-t_1$
1	0,53	$12^d,179$	1	0,46	$14^d,417$	1	0,60	$14^d,188$
2	0,46	13,332	2	0,47	14,379	2	0,64	14,160
3	0,46	13,915	3	0,48	14,374	3	0,69	14,152
4	0,54	13,979	4	0,52	14,363	4	0,78	14,074
5	0,60	14,188	5	0,55	14,353	5	0,86	14,050
6	0,58	14,344	6	0,60	14,337			
7	0,53	14,508	7	0,64	14,318			
8	0,59	14,657						
9	0,64	14,698						

По всем исследуемым точкам величина сил отталкивания в хвосте $1+\mu$ получилась равной $0,55 \pm 0,05$ и возрасты синхрон $14^d,344$ и $14^d,184$.

При вычислении возраста синхрон нельзя было взять среднее по всем точкам, поскольку измеренные точки расположены почти все по одну сторону от оси хвоста (фиг. 6). Возраст точек синхрон оказался неодинаковым и имеет систематический ход и корреляцию с $1+\mu$. Это можно объяснить тем обстоятельством, что в вычислениях скорость вылета частиц из ядра принималась равной нулю, тогда как реально частицы выбрасываются из ядра с некоторой скоростью. Предположение о нулевой начальной скорости вполне оправдывается для точек оси хвоста, но для остальных точек хвоста оно, строго говоря, незаконно.

Эту скорость выброса из ядра для частиц синхрон можно приближенно определить, зная возраст синхроны, ее ширину и предполагая, что скорость расширения синхроны равна скорости выброса и постоянна. Найденные таким способом начальные скорости равны 0,44 *км/сек* для синхроны I и 0,39 *км/сек* для синхроны II, что находится в довольно хорошем соответствии с тепловыми скоростями газовых молекул на расстояниях от Солнца, равных радиусу-вектору ядра в моменты выброса синхрон [6].

Проведенные выше исследования показывают, что:

1. До прохождения перигелия комета Икейа — Секи имела, по всей вероятности, газовый хвост I типа. Этот вывод несколько неуверен из-за малой длины хвоста.

2. В эпоху своей наибольшей активности после перигелия комета имела газово-пылевой хвост II типа.

3. Полосы в хвосте, наиболее заметные с 28.IX по 2—3.XI и менее заметные на наших снимках 5.XI, представляют собой концевые синхроны.

4. Величина отталкивательных сил в хвосте по фотографиям 5.XI равна 0,6.

5. Все частицы, составляющие хвост кометы 5.XI, извержены из ядра после момента прохождения кометы через перигелий.

Приведенные результаты получены на основе механической теории кометных форм. Дополнительные физические характеристики можно получить из фотометрической обработки снимков, которая будет следующим этапом работы.

30 апреля 1966 г.

Литература

1. Кометный циркуляр, № 31 от 22 октября 1965 г.
2. Кометный циркуляр, № 37 от 15 февраля 1966 г.
3. Sky and telescope, 1965, **30**, N 6.
4. Sky and telescope, 1966, **31**, N 1.
5. Кометный циркуляр, № 32 от 9 ноября 1965 г.
6. С. В. Орлов. Кометы. М., 1935.
7. Кометный циркуляр, № 33 от 2 декабря 1965 г.
8. Э. Файзиев. Бюлл. Ин-та астрофизики АН ТаджССР, 1963, № 35, 22.
9. Н. Д. Моисеев. Астрон. ж., 1925, **2**, вып. 2, 54.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ МЕЛКИХ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН И ПОР

Н. В. Стешенко

Для измерения магнитных полей в порах использованы спектрограммы 20 пор диаметром от 1,5 до 6″, снятые в 1965 г. на обсерватории Маунт Вилсон при высоком качестве изображения Солнца (разрешение лучше 1″). Получено, что напряженность магнитного поля самых мелких пор (1,5—2″) в среднем равна 1400 *гс*, напряженность поля более крупных пор $\geqslant$ 1500 *гс*. Не обнаружено ни одной поры с напряженностью поля менее 1000 *гс*.

По спектрограммам Крымской астрофизической обсерватории, снятым в дни с хорошими изображениями Солнца, найдено, что напряженность магнитного поля мелких пятен (диаметр 6—12″) на 200—300 *гс* выше, чем средняя напряженность поля самых мелких пор.

С другой стороны, визуальные наблюдения магнитных полей указывают на существование полей до 1000 *гс*, а иногда и выше, в местах, где нет никаких пятен. Из совокупности этих данных сделан вывод, что напряженность магнитного поля около 1000—1200 *гс* является минимальной в пятнах или порах.

Магнитное поле поры — чрезвычайно компактное образование. Градиент поля вдоль поверхности Солнца на границе ядро — фотосфера $\geqslant$ 4 *гс/км* для пор диаметром $\sim$ 5″. Отмечается, что тонкая структура магнитного поля мелких пятен и пор может иг рать существенную роль в возникновении многих активных процессов на Солнце.

Приводится редкий случай наблюдения внутри большого пятна очень малого элемента (диаметр не более 2″) с напряженностью магнитного поля 5350 *гс*.

MAGNETIC FIELDS OF SMALL SUNSPOTS AND PORES, by *N. V. Steshenko*.— Spectrograms of 20 pores with diameters from 1″.5 to 6″ obtained at conditions of high quality solar images (resolution higher than 1″) were used for measurements of the magnetic fields of pores. The spectrograms were taken at the Mount Wilson Observatory during 1965.

It is found that the magnetic field strength of the smallest pores (1″.5—2″) is 1400 gauss on the average and that of the larger pores $\geqslant$1500 gauss. Not one of the observed pores has a field strength less than 1000 gauss.

Spectrograms obtained at the Crimean Astrophysical Observatory during days with good quality solar images show that the field strength of small sunspots with diameters within the limits 6″ — 12″ is greater by 200—300 gauss than the mean field strength of the smallest pores.

On the other hand visual observations of magnetic fields indicate the presence of field strengths up to 1000 gauss, and sometimes higher, in places without spots. On the basis of these data it is concluded that the minimal field strength in spots or pores is about 1000—1200 gauss.

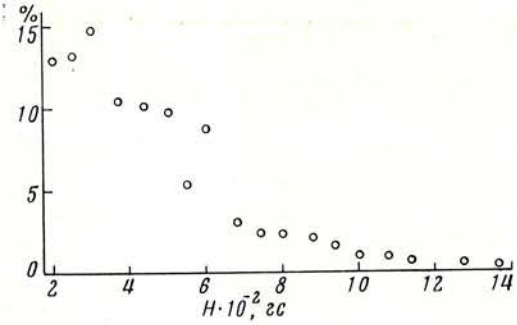
The magnetic field of a pore is an extremely compact formation. The field gradient along the solar surface at the umbra photosphere boundary is $\geqslant$ 4 gs/km for pores with a diameter of $\sim$ 5″. It is noted that the fine structure of the magnetic field of small spots and pores can play an essential role in the development of many active processes on the Sun.

A rare case of observation within a great spot of a very small element (diameter not greater than 2″) with a field strength of 5350 gauss is described.

Измерение напряженности магнитного поля отдельных пор и очень мелких пятен весьма важно для изучения тонкой структуры магнитного поля всей активной области. Однако выполнить такие измерения, особенно для пор, очень трудно — необходимо отличное качество изображе-

ния Солнца (разрешение не хуже 1″), высокая разрешающая способность спектрографа (~0,02 Å), большой масштаб изображения (ширина щели спектрографа должна быть меньше 1″, кроме того, в случае применения фотографического метода изображение поры не должно «тонуть» в зернах фотоэмульсии).

Наибольшие трудности представляет получение изображения Солнца такого высокого качества, при котором отчетливо видна грануляция и, следовательно, видны самые мелкие поры. Даже небольшое ухудшение качества изображения уже ведет к потере разрешающей способности. А. Б. Северный [1] убедительно показал, что влияние разрешающей способности на измеряемые напряженности магнитного поля при наблюдениях с магнитографом чрезвычайно существенно потому, что магнитные поля имеют тонкую структуру [2, 3]. Как показывает опыт, влияние разрешающей способности велико и в случае применения фотографического или визуального метода измерения магнитных полей. Действительно, измерения магнитных полей пятен, выполненные на любой из обсерваторий в условиях посредственного качества изображения Солнца, часто дают значения напряженности поля для пятен диаметром 6—12″ ниже 400—600 *гс*. Как будет показано дальше, величина напряженности поля занижена в этом случае примерно в три раза.

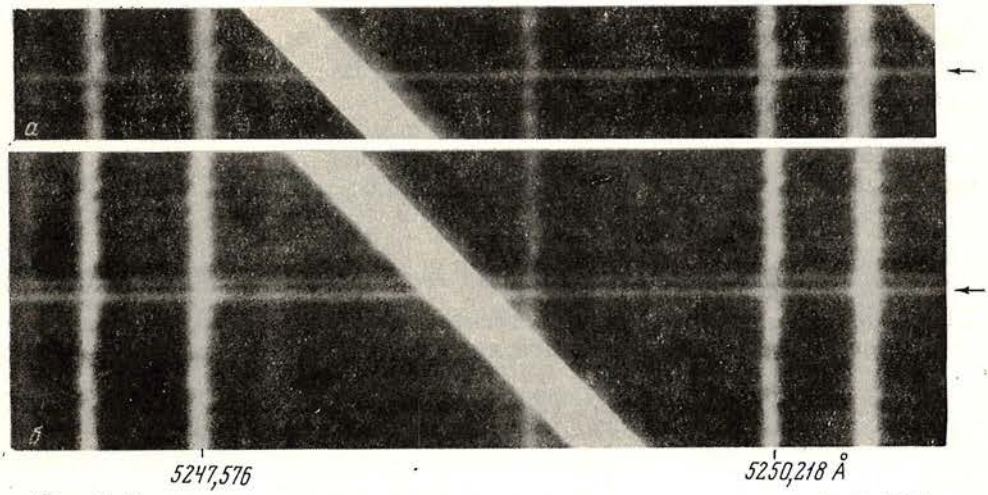


Фиг. 1. Относительное число регистрируемых областей фотосферы вне пятен в зависимости от напряженности в них магнитного поля

Магнитные поля пор, сравнимых по размерам с гранулами, вообще не измерялись; считается, что они не превышают немногих сотен гаусс. При рассмотрении модели пятна принимается, что напряженность поля 200—300 *гс* является той границей (см. [4]), при которой уже полностью подавляются конвективные движения и образуется пятно.

С другой стороны, хорошо известно, что наблюдаются магнитные поля напряженностью до 1000 *гс*, а иногда и больше, в тех местах активной области, где нет никаких пятен. Нами были просмотрены визуальные наблюдения магнитных полей, выполненные в порядке службы в Крымской астрофизической обсерватории с 21.VII 1961 г. по 15.VI 1963 г., и отобраны измерения, относящиеся только к областям без пятен (все сомнительные случаи отброшены). Всего оказалось пригодным 431 измерение. На фиг. 1 показано распределение числа наблюдений (в процентах от общего числа случаев) в зависимости от измеренного магнитного поля. Наибольшее число случаев, естественно, приходится на магнитные поля напряженностью 200—300 *гс* (нижний предел чувствительности визуального метода), хотя поля 700—900 *гс* не так уж редки. Следует иметь в виду, что визуальные измерения напряженности магнитных полей вне пятен проводились далеко не каждый день,— как правило, только в дни с хорошими изображениями, иначе таких измерений оказалось бы несравнимо больше.

Протяженность области, обычно занимаемой магнитным полем, которое обнаруживается визуально, составляет от 4″ [две полоски поляроидной мозаики (см. [5]), меньшие области обнаружить очень трудно] до 10″, а иногда и более. Таким образом, на основании этих наблюдений можно предполагать, что при напряженности магнитного поля примерно до 1000 *гс* пятна и даже поры, как образования с более низкой температурой, чем фотосфера, еще не наблюдаются. Это предположение можно прове-



Фиг. 2. Спектрограммы пор, снятые на обсерватории Маунт-Вилсон 9.IX 1965 г.

а — пора диаметром 2″, напряженность поля 1580 *гс*; *б* — пора диаметром 2″,5, напряженность поля 1540 *гс*. Наклонная полоса — граница между поляроидами

рить, измеряя магнитные поля пор. Поля даже мелких пятен вряд ли могут быть меньше магнитных полей пор.

Во время пребывания на обсерватории Маунт-Вилсон и Паломар автору была любезно предоставлена возможность выполнить ряд наблюдений на 150-футовом башенном солнечном телескопе. В течение 28—30.VIII и 8—9.IX 1965 г. в периоды наилучших изображений (разрешение по диску Солнца не хуже 1″) получены спектрограммы 20 пор и нескольких мелких пятен в группах № 62 и 64 (номера по бюллетеню «Солнечные данные»). Во время наблюдений расстояние групп от центра диска было заключено в пределах $0{,}30 \leqslant \rho \leqslant 0{,}50$. Поры и мелкие пятна в этих группах, как обычно, изменялись довольно быстро: попытка отождествить поры не только через сутки, но и через полсуток (сравнивая с наблюдениями на советских обсерваториях) оказалась безуспешной.

Наблюдения магнитных полей пятен и пор проводились следующим образом: изображение Солнца (диаметр 42 *см*) тщательно фокусировалось на щель спектрографа, перед которой устанавливалась пластинка $\lambda/4$ для превращения круговой поляризации в линейную. Спектр фотографировался в V порядке дифракционной решетки в области длин волн от 5246,5 до 5251,1 Å с дисперсией 0,0850 Å/*мм* на высокочувствительные пластинки Kodak II F с экспозицией 3—6 *сек*. Перед пластинкой устанавливались два поляроида; один из них был ориентирован таким образом, чтобы погасить одну σ-компоненту в линии λ5250,218 Fe (фактор Ланде $g = 3$), другой поляроид устанавливался так, чтобы погасить противоположную σ-компоненту в линии λ5247,576 Cr ($g = 2{,}5$). Таким образом, на пластинку одновременно фотографировались две различные линии спектра строго одного и того же участка Солнца, но с погашенными различными σ-компонентами. В этом случае, так же как и в способе, применявшемся нами в [6], можно надежно освободиться от влияния лучевых скоростей при измерениях напряженности магнитного поля.

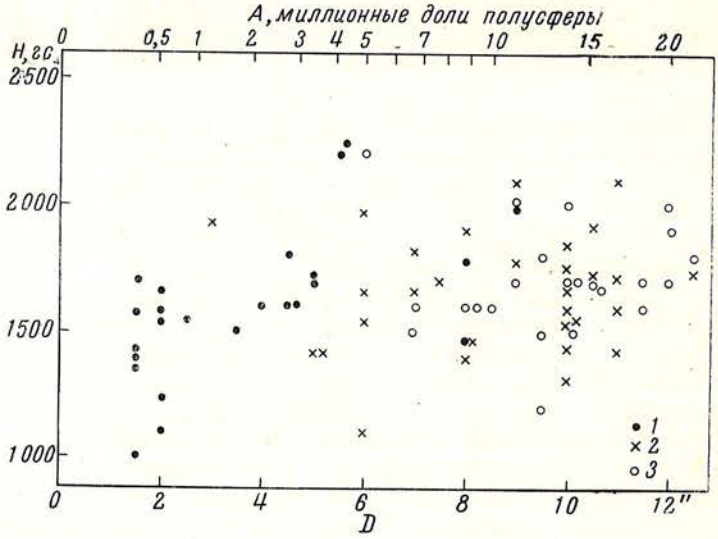
Фотографирование спектров наименьших пор (диаметром ~1″,5) оказалось весьма нелегкой задачей. Несмотря на то что телескоп оснащен первоклассным фотогидом, обеспечивающим точность 0″,28, для многих пор приходилось получать по нескольку снимков, а затем выбирать для измерения тот спектр, при фотографировании которого пóра наилучшим образом стояла на щели спектрографа и в то же время изображение Солнца было наиболее стабильным.

На фиг. 2 показаны для примера репродукции двух спектров, снятых 9.IX 1965 г. Стрелками обозначены поры, магнитные поля которых измерялись; на расстоянии 3″,5 видна еще одна, меньшая пóра. Ее магнитное поле измерялось по другой спектрограмме, где она вышла лучше.

Измерение величины зеемановского расщепления линий проводилось на компараторе МИР-12. Напряженность магнитного поля в случае измерения избранных линий Fe и Cr соответственно равна:

$$H = 2{,}59 \cdot 10^4 \Delta\lambda_H = 2{,}20 \cdot 10^3 \Delta l_H \quad (\lambda = 5250{,}218);$$
$$H = 3{,}11 \cdot 10^4 \Delta\lambda_H = 2{,}64 \cdot 10^3 \Delta l_H \quad (\lambda = 5247{,}576).$$

Здесь $\Delta\lambda_H$ и Δl_H выражены в ангстремах и миллиметрах соответственно и измерены от центра несмещенной линии до центра σ-компоненты.



Фиг. 3. Напряженность магнитных полей пор и пятен различного диаметра

1 — данные измерений спектрограмм, снятых на обсерватории Маунт Вилсон; *2* — данные измерений спектрограмм Крымской обсерватории, ранее не измерявшихся; *3* — данные измерений спектрограмм Крымской обсерватории, выполненных Н. Н. Петровой и В. Е. Степановым

Полученные величины напряженности магнитного поля пор приведены на фиг. 3. По оси абсцисс на нижней шкале графика отложен диаметр D пятен, а на верхней шкале — площадь A.

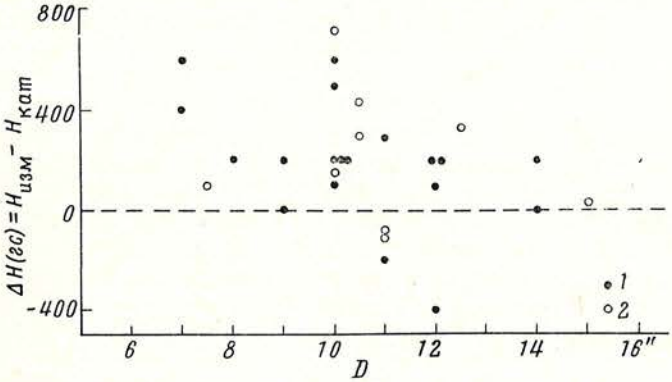
Как видно из графика, магнитное поле даже очень мелких пор, не превышающих по размеру крупных гранул (1,5—2″), имеет напряженность в пределах 1000—1700 *гс*, в среднем 1400 *гс*. Напряженность магнитного поля пор большего размера систематически превышает величину 1500 *гс*.

Ошибка в измерении напряженности поля составляет около $\pm 100 \div 150$ *гс*. Она в основном обусловлена тем, что из-за размытости σ-компонент величина зеемановского расщепления Δl измеряется с ошибкой $\pm 0{,}04 \div 0{,}06$ *мм*.

Интересно сравнить напряженность магнитного поля пор с напряженностью поля очень мелких пятен (диаметром 6—12″). Для получения надежных измерений магнитных полей пятен использованы фотографические наблюдения, дающие возможность определить по спектрограммам качество изображения Солнца в момент фотографирования. Отобранные для этой цели спектрограммы пятен получены в течение 1956—1957 гг. на башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории в дни с хо-

рошим качеством изображения. Спектрограммы сняты по методу, описанному А. Б. Северным и В. Е. Степановым [5], с использованием дифракционной решетки, работающей в высоких порядках. Всего отобрано 53 пятна (почти все спектрограммы мелких пятен, снятых за этот период, так как в дни с плохими изображениями спектры мелких пятен вообще не снимались). В некоторые дни с устойчивыми изображениями, например 28.VIII 1956 г., 1.XII 1956 г., 9.IX 1957 г., были сняты спектры пяти и более мелких пятен. Диаметр пятен определен по фотогелиограммам и исправлен за проекцию, использованы только пятна, находившиеся на расстоянии $\rho < 0{,}7$ от центра диска Солнца.

Из 53 спектрограмм 22 были измерены раньше, и результаты опубликованы В. Е. Степановым и Н. Н. Петровой в [7] и в бюллетенях «Солнечные данные». Напряженности магнитных полей этих пятен нанесены на фиг. 3. Остальные спектрограммы измерены нами впервые, результаты этих измерений также даны на фиг. 3. Ошибка в определении напряженности поля равна $\pm 150 \div 200$ *гс*.



Фиг. 4. Сравнение измеренных напряженностей магнитных полей пятен с напряженностями, приведенными в каталоге [8]

1 — измерения, выполненные Н. Н. Петровой и В. Е. Степановым; *2* — измерения спектрограмм, ранее не обрабатывавшихся

Как видно из приведенного графика, нет ни одного пятна или поры, максимальная напряженность поля в котором была бы меньше 1000 *гс*. В то же время имеется достаточно много измерений, показывающих существование магнитных полей напряженностью до 1000 *гс*, а иногда и выше в областях, где нет никаких пятен. Из этого можно заключить, что напряженность магнитного поля около 1000—1200 *гс* является минимальной в пятнах или порах.

Как уже было сказано, для измерения напряженности магнитного поля были отобраны спектрограммы пятен, полученные в дни с хорошим качеством изображения Солнца. Магнитные поля для этих пятен измерялись в те же дни и на некоторых других обсерваториях. Так как вероятность хороших изображений в один и тот же день на разных обсерваториях мала, то следует ожидать, что измерения, выполненные в Крыму, будут давать для этих пятен в среднем более высокие значения напряженности поля, чем измерения других обсерваторий. При составлении каталога магнитных полей солнечных пятен за период МГГ [8] авторы каталога не учли этого обстоятельства и усреднили измерения, выполненные различными обсерваториями. Тем самым приведенные в каталоге напряженности магнитного поля для рассматриваемых пятен занижены, причем занижение иногда достигает 600 *гс*. На фиг. 4 дано сравнение измеренных и приведенных в каталоге напряженностей магнитного поля для пятен различного размера. Здесь использованы также результаты измерения

спектрограмм, выполненные В. Е. Степановым и Н. Н. Петровой (повторно проведенные нами независимые измерения дали практически те же результаты, поэтому они здесь не приводятся). В связи с этим хотелось бы подчеркнуть, что при изучении магнитных полей мелких пятен необходимо пользоваться данными измерений только той обсерватории, которая дает наибольшие значения напряженности поля, а не производить усреднение данных, полученных при различных условиях наблюдений.

Как видно из графика фиг. 3, средняя напряженность поля пятен диаметром около 10″ всего лишь на 200—300 *гс* выше, чем средняя напряженность поля самых мелких пор, хотя площадь такого пятна в 30—40 раз больше площади поры. Поискам эмпирической зависимости напряженности магнитного поля от площади пятна посвящены многие работы. Однако в связи с трудностью измерения магнитных полей малых пятен и их ненадежностью пятна с площадью меньше 15—20 миллионных долей полусферы не использовались ни в одной работе. Различными авторами подобрано несколько удовлетворительных аналитических выражений для представления зависимости «максимальная напряженность поля — площадь пятна» ($H_{\text{макс}} - A$). Хаутгаст и Слуйтерс [9] предложили выражение

$$H_{\text{макс}} = 3700 \frac{A}{A + 66},$$

где A — площадь пятна в миллионных долях полусферы. Экстраполяция этого выражения в сторону малых площадей дает максимальную напряженность поля $H_{\text{макс}}$ для пор с площадью $A = 1$ миллионная доля полусферы всего лишь 55 *гс*, т. е. в 20—30 раз меньше, чем наблюдаемые поля. Даже для $A = 10$ миллионных долей полусферы максимальная напряженность поля ($H_{\text{макс}} \sim 500$ *гс*) в три раза меньше наблюдаемой.

Предложенные Рингнесом и Енсеном [10] две формы аналитических выражений для зависимости $H_{\text{макс}} - A$,

$$H_{\text{макс}} = a_1 \lg A + b_1 \text{ и } H_{\text{макс}} = a_2 A^{1/4} + b_2$$

дают для малых пятен и пор ($A = 1 \div 10$ миллионных долей полусферы) очень малую величину максимальной напряженности поля (всего несколько гаусс) или даже отрицательное значение $H_{\text{макс}}$.

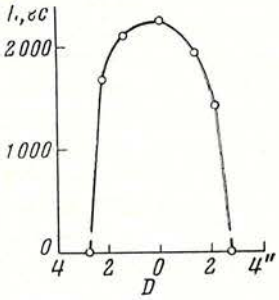
Существенно лучшие результаты при экстраполяции в сторону малых площадей дает аналитическое выражение зависимости $H_{\text{макс}}$ от A, предложенное Р. Н. Ихсановым [11]:

$$\lg H_{\text{макс}} = a \lg A + b.$$

Вычисленное им значение $H_{\text{макс}}$ для $A = 1$ миллионная доля полусферы равно 370 *гс* для периода 1954—1956 гг. Для других периодов солнечной активности (до 1954 г.) эта величина меняется от 290 до 1180 *гс*.

Весьма интересен вопрос о структуре магнитного поля в мелких пятнах и порах. На одной из спектрограмм (8.IX 1965 г.) сняты две маленькие поры диаметром 1″,5 каждая, центры которых находятся на расстоянии 3″,5 друг от друга. Тем не менее магнитные поля пор (напряженность 1700 и 1570 *гс*) отчетливо разделены. Аналогичный случай имеется также на спектрограммах 9.IX 1965 г. Картину распределения магнитного поля внутри поры дают спектрограммы более крупных пор. На фиг. 5 показан ход напряженности магнитного поля поры диаметром 5″,6, совершенно не имеющей полутени (спектр за 30.VIII 1965 г., снятый на обсерватории Маунт-Вилсон). Магнитное поле имеет максимальную напряженность практически в центре поры. На расстоянии 2″,3 от центра поры (~0″,5 от фотосферы) напряженность поля составляет 1670 и 1430 *гс* на разных концах диаметра (ошибка ±200 *гс*). Напряженность поля вблизи границы ядро — фотосфера в несколько раз превышает ту величину, которая полу-

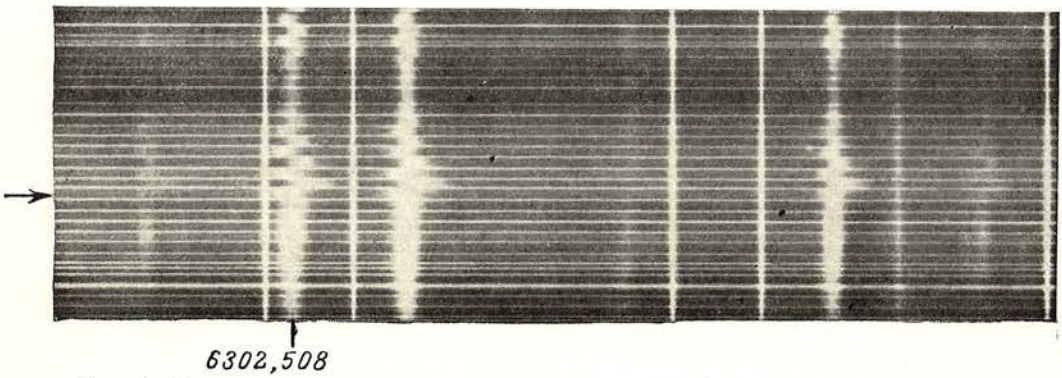
чена В. Бумбой [12] для границы полутень — фотосфера. Это представляется вполне естественным, так как напряженность магнитного поля поры практически такая же, как напряженность ядер обычных пятен, и в то же время пора непосредственно примыкает к фотосфере. На границе ядро — фотосфера на участке 0″,5 (предел разрешения лучших спектрограмм) напряженность магнитного поля уменьшается примерно с 1500 *гс* до величины $\lesssim$150 *гс*, являющейся пределом обнаружения для данного метода, если принять во внимание сложность измерений вблизи пятна. Таким образом, градиент продольного магнитного поля на границе ядро — фотосфера в направлении, перпендикулярном оси пятна, $\geqslant$4 *гс/км*.



Фиг. 5. Распределение напряженности магнитного поля в поре диаметром 5″,6.

Из всего сказанного ясно, что в отношении магнитных полей поры представляют собой исключительно тонкоструктурные образования, в которых сочетаются большая напряженность магнитного поля (~1500—2000 *гс*) и малые размеры (~1000—5000 *км*). Как известно, пóры являются к тому же и достаточно нестабильными образованиями. Весь процесс формирования пóры среднего размера, как показывают наблюдения Лаухеда и Брея [13], может происходить всего лишь за 45 *мин*. В связи с этим участки активной области, в которых интенсивно образуются и развиваются поры, могут быть очагами других нестационарных процессов (вспышек, «усов», всплесков радиоизлучения), если даже вблизи от них и нет крупных пятен или же крупные пятна являются довольно стабильными.

Тонкоструктурные элементы магнитного поля наблюдаются также и внутри пятен. Запись магнитного поля, сделанная А. Б. Северным [2] на магнитографе с высоким разрешением, показывает наличие отдельных элементов поля размером 2—5″, напряженность которых на 50—100 *гс* превышает напряженность поля соседних участков активной области. Наличие сложной, тонкой структуры в строении магнитного поля пятна показано А. Б. Северным также в [3]. Особенно поразительно существование внутри больших пятен отдельных ядер с напряженностью поля, значительно превышающей обычные поля. Э. А. Барановский и Н. Н. Петрова [14] приводят случай, когда наблюдалось поле напряженностью 4900 *гс*, сосредоточенное в ядре диаметром около 4″, расположенном в большом пятне. Аналогичный случай обнаружен нами при просмотре спектрограмм пятен, снятых за предыдущие годы. На спектрограмме № 436 за 30.VII



Фиг. 6. Репродукция спектрограммы пятна за 30.VII 1958 г., содержащего ядро диаметром 2″ с напряженностью поля 5350 *гс*

1958 г. (5^h00^mU.T.) Н. Н. Степанян и П. И. Селиванов сняли большое пятно (диаметр $\sim 60''$), находящееся почти у края диска, $\rho = 0{,}87$. На фиг. 6 приведена репродукция спектрограммы этого пятна. На фотогелиограмме, снятой в тот же день, отчетливо видно, что ядро пятна состоит из нескольких элементов различной площади. Напряженность поля большей части ядра равна 2400 *гс*, полярность южная. Но даже беглый взгляд на спектрограмму этого пятна показывает, что один из элементов ядра диаметром не более 2″ имеет поразительно большое магнитное поле, которое оказалось равным 5350 ± 300 *гс*. Никаких сомнений в реальности этого поля нет: две другие чувствительные к магнитному полю линии на той же спекрограмме показывают соответствующее зеемановское расщепление.

Существование таких компактных ядер с исключительно большой напряженностью поля дает дополнительное свидетельство об исключительно тонкой структуре в строении магнитного поля активных областей Солнца.

Автор благодарен директору обсерватории Маунт-Вилсон и Паломар д-ру Г. Бэбкоку, а также д-ру Р. Говарду и д-ру Г. Зирину за предоставленную возможность выполнить наблюдения и использовать интересный материал.

Май 1966 г

Литература

1. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1965, **42**, вып. 2, 217.
2. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1959, **36**, вып. 2, 208.
3. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 34.
4. C. de Jager. Bull. Astron. Netherl., **17**, N 4.
5. А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1956, **16**, 3.
6. Н. В. Стешенко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1959, **22**, 49.
7. В. Е. Степанов, Н. Н. Петрова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **18**, 66.
8. V. E. Stepanov, E. F. Shaposhnikova, N. N. Petrova. Annals of the Intern. Geophys. Year, 1962, **23**.
9. J. Houthast, A. van Sluiters. Bull. Astron. Netherl., 1948, **10**, N 388.
10. T. S. Ringnes, E. Jensen. Astrophys. Norvegica, 1960, **7**, N 4.
11. Р. Н. Ихсанов. Изв. ГАО, 1966, № 180, **41**.
12. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **23**, 212.
13. R. E. Loughhead, R. J. Bray. Austral. J. Phys., 1961, **14**, 347.
14. Э. А. Барановский, Н. Н. Петрова. Солнечные данные, 1957, № 5, 118.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ НА СТАДИИ ПОЯВЛЕНИЯ ПЯТЕН

С. И. Гопасюк

Изучались лучевые скорости в биполярной области. Измерения скоростей выполнены с помощью магнитографа в двух спектральных линиях (λ5250 Å и H_β) поочередно и охватывали весь процесс развития пятен.

Показано, что на стадии появления пятен поле скоростей в активной области существенно другое, чем для развитых групп пятен. На уровне хромосферы значительно бóльшая часть газа в активной области опускалась. Скорость опускания газа была наибольшей внутри области магнитного поля появлявшегося пятна. Отношение потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа по всей активной области (при одинаковом значении плотностей) равно 10 и близко к тому, что наблюдалось для активной области в конце вспышки балла 3^+ [5].

На уровне фотосферы газ внутри почти всей области магнитного поля ($H_\parallel > 17$ *гс*) появлявшегося пятна также опускался. Район максимальной скорости опускания газа находился вблизи пятна. Систематически увеличивалось расстояние между положением максимума скорости втекания газа в возникавшее пятно и центром его магнитного поля как на уровне фотосферы, так и хромосферы; изменялись и сами величины максимальных скоростей опускающегося в пятно газа. В области слабых магнитных полей знак скорости часто менялся на обратный.

Отношение потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа в области полей $H_\parallel < 17$ *гс* на разных уровнях солнечной атмосферы изменялось со временем в противофазе, а в области полей $H_\parallel > 17$ *гс* — в фазе. В области полей $H_\parallel > 17$ *гс* отношение потоков опускающегося и поднимающегося газа для зарождавшегося пятна уменьшалось со временем, тогда как в области полей $H_\parallel > 17$ *гс* для существовавшего уже пятна — возрастало.

По мере развития пятен отношение потоков газа как в хромосфере, так и фотосфере активной области приближалось к значению, характерному для развитых групп.

THE VELOCITY FIELD IN AN ACTIVE REGION AT SPOT APPEARANCE STAGE, by *S. I. Gopasyuk*.— Radial velocities in a bipolar region have been studied. The velocities were measured by means of a magnetograph alternatively in the λ5250 Å and H_β lines during the whole process of spot development.

It is shown that the velocity field in an active region at the spot appearance stage differs essentially from that of developed spot groups. At chromospheric level a considerably larger fraction of the gas in the active region descended. The descent velocity of the gas was largest in the magnetic field region of the appearing spot. The ratio of the flow of the descending gas to the flow of the ascending gas is 10 in all of the active region (at equal densities). This value is close to that observed for an active region at the termination of a flare of importance 3^+ [5].

At photospheric level the gas in almost all of the magnetic field region ($H_\parallel > 17$ gs) of the appearing spot also descended. The region of maximal velocity of gas descent was near the spot. The distance between the position of maximal velocity of gas inflow in the developing spot and the center of its magnetic field increased systematically at the photospheric and also chromospheric levels. The maximal velocities of the gas descending into the spot also varied. In weak magnetic field regions the velocities often changed sign.

At different levels of the solar atmosphere the ratio of the flow of the descending gas to the flow the ascending gas in the region of fields with $H_\parallel < 17$ gs varied with time in opposite phase, and in the region of fields with $H_\parallel > 17$ gs — in phase. This ratio decreased with time for an appearing spot in the region of fields with $H_\parallel > 17$ gs while it increased for an already existing spot in field regions with $H_\parallel > 17$ gs.

At the spots developed the gas flow ratio of the active region in the chromosphere and also the photosphere approached the value characteristic of developed groups.

Дата 1964 г.	Номер записи	Время записи	λ	Калибровка 1 дел. в м/сек	$\Phi_O \cdot 10^{-23}$, см³/сек	$\Phi_П \cdot 10^{-23}$, см³/сек	$\Phi_O/\Phi_П$	$\Phi_O \cdot 10^{-21}$, см³/сек	$\Phi_П \cdot 10^{-21}$, см³/сек	$\Phi_O \cdot 10^{-21}$, см³/сек	$\Phi_П \cdot 10^{-21}$, см³/сек	$\Phi_O/\Phi_П$	$\Phi_O/\Phi_П$	$\Phi_O \cdot 10^{-23}$, см³/сек	$\Phi_П \cdot 10^{-23}$, см³/сек	$\Phi_O/\Phi_П$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
31.X	1	10^h45^m—11^h20^m	5250	80	2,9	5,0	0,58	130,0	5,0	12,0	24,0	26,0	0,5	1,5	4,7	0,32
	2	11 50 —12 20	H_β	75	24,0	2,4	10,0	1000,0	6,0	400,0	32,0	167,0	12,4	10,0	2,0	5,0
	3	12 50 —13 20	5250	80	3,0	5,6	0,53	77,0	36,0	12,0	42,0	2,15	0,28	2,1	4,8	0,44
	4	14 10 —14 40	5250	80	4,6	4,0	1,15	91,0	49,0	15,0	55,0	1,86	0,27	3,5	3,0	1,17
	5	14 50 —15 15	H_β	75	16,2	4,4	3,7	620,0	18,0	500,0	72,0	34,5	7,0	5,0	3,5	1,43
	6	15 17 —15 40	H_β	75	15,0	3,0	5,0	1020,0	40,0	450,0	8,0	25,5	53,0	0,3	2,5	0,12
	7	15 55 —16 15	5250	80	4,2	1,8	2,33	120,0	14,0	35,0	14,0	8,6	2,5	2,6	1,5	1,73
	8	16 30 —17 00	5250	80	2,4	1,2	2,0	100,0	14,0	27,0	18,0	7,1	1,5	0,7	0,9	0,78
1.XI	1	13 05 —13 35	5250	80	5,4	2,4	2,23	110,0	15,0	85,0	80,0	7,4	1,06	3,4	1,4	2,4
	2	13 55 —14 20	H_β	75	7,4	9,2	0,81	230,0	150,0	190,0	70,0	1,74	2,7	2,9	7,0	0,4
	3	15 20 —15 55	H_β	75	5,0	3,6	1,38	120,0	10,0	150,0	70,0	12,0	2,14	2,3	2,8	0,82
	4	16 10 —16 40	5250	80	3,9	2,6	1,54	130,0	50,0	100,0	25,0	2,6	4,0	1,6	1,8	0,9
3.XI	1	11 35 —12 00	5250	80	6,7	7,8	0,86	80,0	40,0	95,0	42,0	2,0	2,26	5,0	7,0	0,7
	2	12 35 —13 00	H_β	75	17.6	14,0	1,25	300,0	30,0	380,0	42,0	10,0	9,0	10,8	13,3	0,8

Для понимания процессов, приводящих к возникновению пятен, необходимо исследование поля скоростей в момент зарождения пятен. Однако до сих пор изучение поля скоростей в активных областях проводилось в основном на стадии развитого состояния групп или во время вспышек [1—8]. И только в [9] отмечалось, что на уровне фотосферы и хромосферы лучевые скорости, указывающие на опускание газа, возрастают в районе появления пятна.

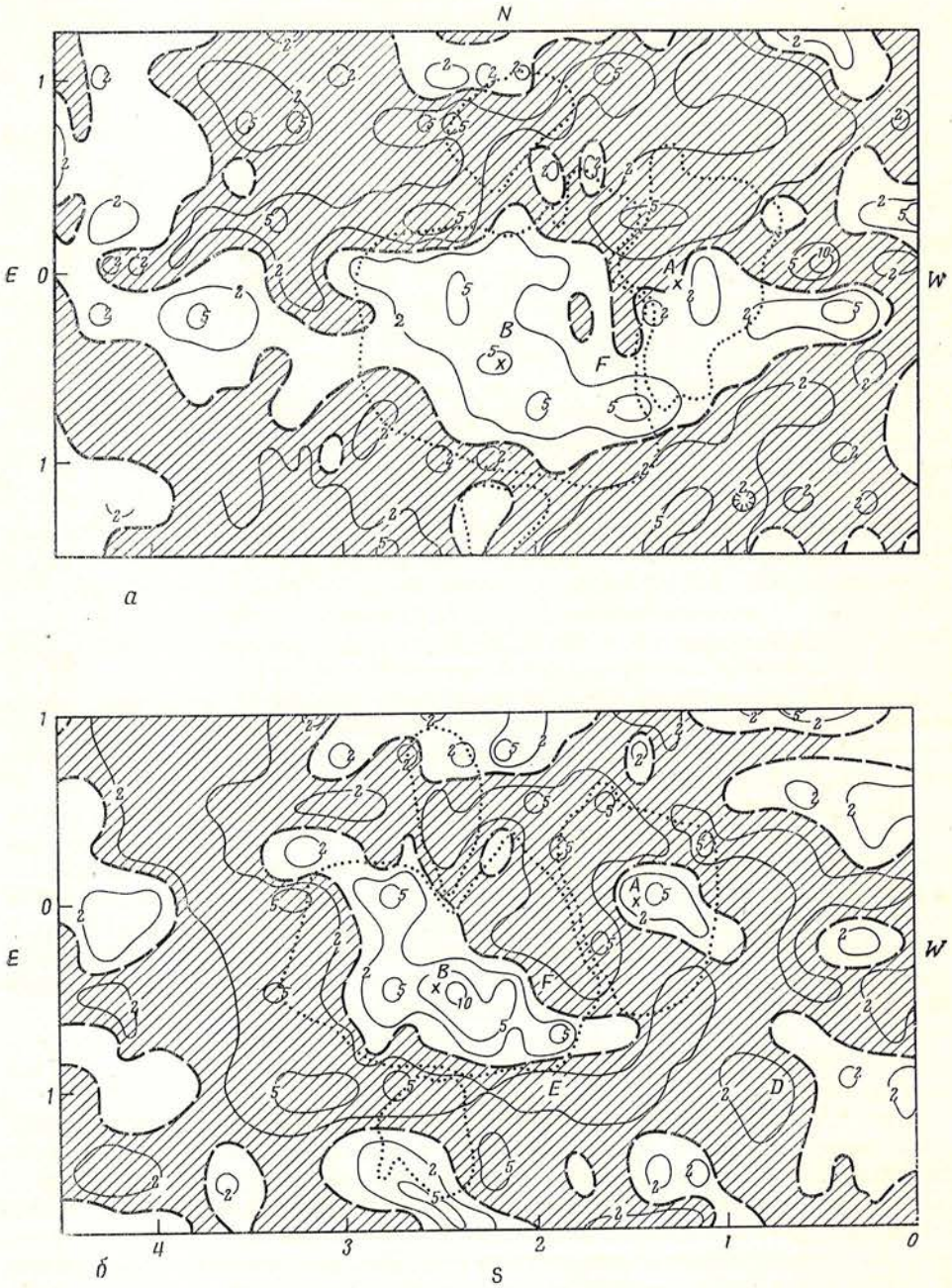
В настоящей работе исследуется изменение поля скоростей в активной области начиная с момента появления в ней пятен. Материалом наблюдений послужили фотоэлектрические записи лучевых скоростей в активной области, полученные с помощью магнитографа [10]. Эта активная область все время была биполярной. В ней пятна возникли 31.X 1964 г., когда она находилась в 23° к востоку от центрального меридиана. Лучевые скорости одновременно с магнитными полями были зарегистрированы 31.X, 1 и 3.XI 1964 г., 2.XI наблюдений не было из-за погоды. Измерения продольного магнитного поля и лучевых скоростей велись последовательно по двум спектральным линиям — фотосферной линии Fe I $\lambda 5250$ и H_β. Наличие бленд вблизи центра ядра H_β [11], по всей вероятности, не может повлиять на величину лучевых скоростей, измеренных по H_β, так как хромосферные скорости значительно больше фотосферных.

Фотоэлектрические наблюдения 31.X начались, когда уже пятно-лидер появилось. Второе, хвостовое пятно стало заметным только во время третьей серии записей. Оба пятна 31.X очень быстро развивались, и возле хвостового пятна 1.XI возникло еще одно пятно *N*-полярности. Но уже 2.XI пятна *N*-полярности исчезли, а 4.XI исчез и лидер — пятно *S*-полярности. Магнитные поля этой активной области изучались в [9], где подробно описаны условия записи и развития группы пятен в целом. В дополнение [9] укажем, что все измерения выполнены при устойчивых атмосферных условиях и в отсутствие больших пятен. В связи с этим лучевые скорости не подвержены влиянию ложных сигналов, обусловленных разбалансом ФЭУ [5, 12].

Данные о записях лучевых скоростей собраны в таблице. В 1-м столбце указана дата, во 2-м — порядковый номер записи, в 3-м — время записи (московское), в 4-м — длина волны, по которой велась запись, в 5-м — калибровка. Калибровка лучевых скоростей выполнена по записи сигнала на восточном и западном краях Солнца, а нулевая линия локальных лучевых скоростей проведена методом, предложенным в [7] с точностью ± 80 *м/сек*. Шумы лучевых скоростей обусловлены в основном движениями воздуха в спектрографе и достигали ± 80 *м/сек*.

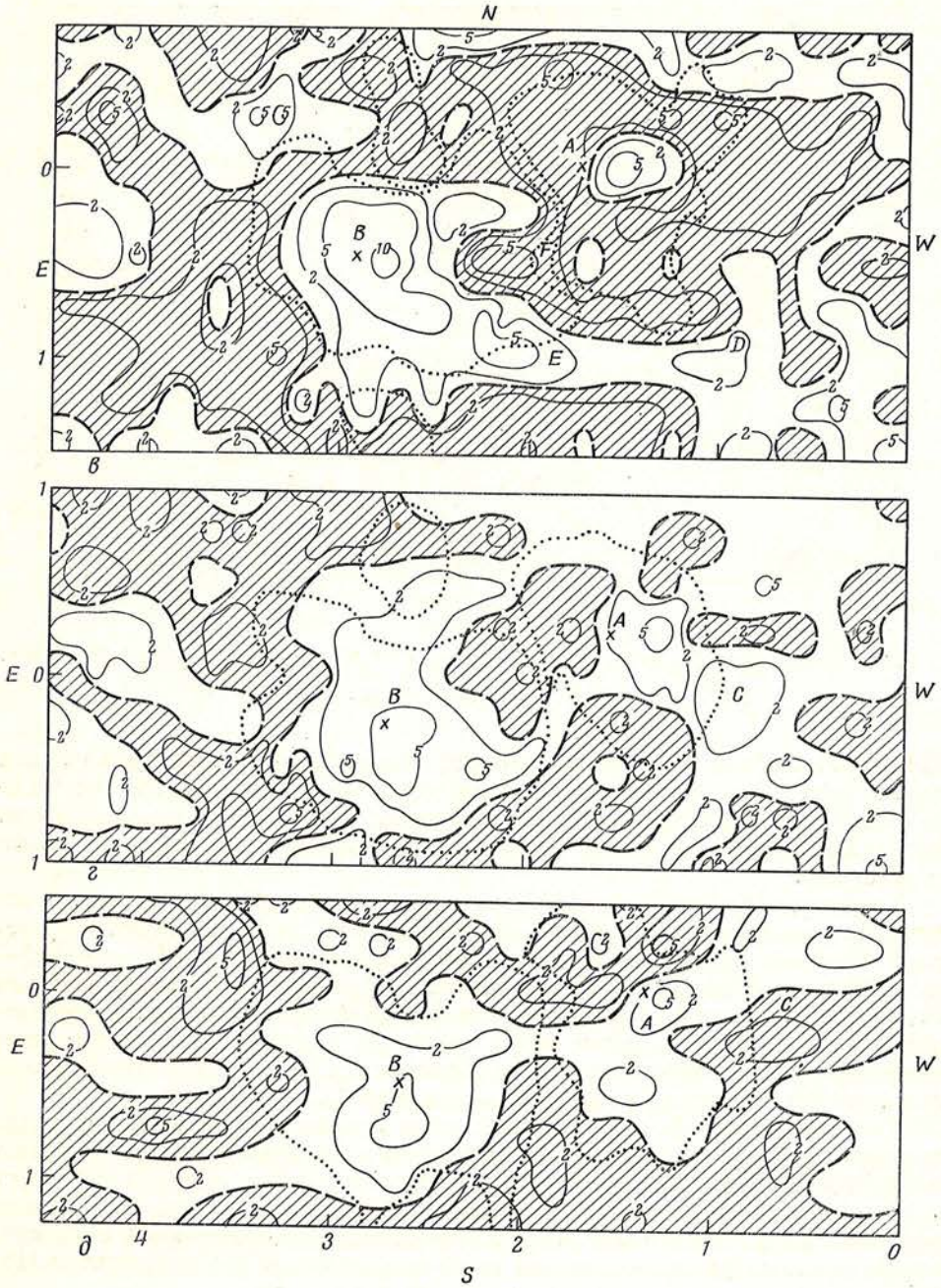
1. ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ НА УРОВНЕ ФОТОСФЕРЫ

Карты поля лучевых скоростей активной области на стадии возникновения и развития пятен 31.X и 1.XI 1964 г. приведены на фиг. 1 и 2 соответственно. Здесь нулевые линии скоростей отмечены штриховой линией. Сплошными тонкими линиями проведены значения скоростей через 160 *м/сек* (*2*), 400 *м/сек* (*5*), 800 *м/сек* (*10*). Пунктиром обведены области магнитного поля с напряженностью $H_\parallel = 17$ *гс*, а крестиками указаны положения центров магнитных холмов лидера (*A*) *S*-полярности и хвостового пятна (*B*) *N*-полярности. Районы подъема газа заштрихованы. Из приведенных на фиг. 1 и 2 карт видно, что подъем и опускание газа происходит как на больших, так и на сравнительно малых площадях. Это в целом напоминает картину поля скоростей развитой активной области. Однако здесь имеются существенные различия: поле скоростей на уровне фотосферы в изучаемой активной области изменялось со временем значительно сильнее. Изменения происходили как в области сильных, так и очень слабых продольных магнитных полей. Только в немногих местах



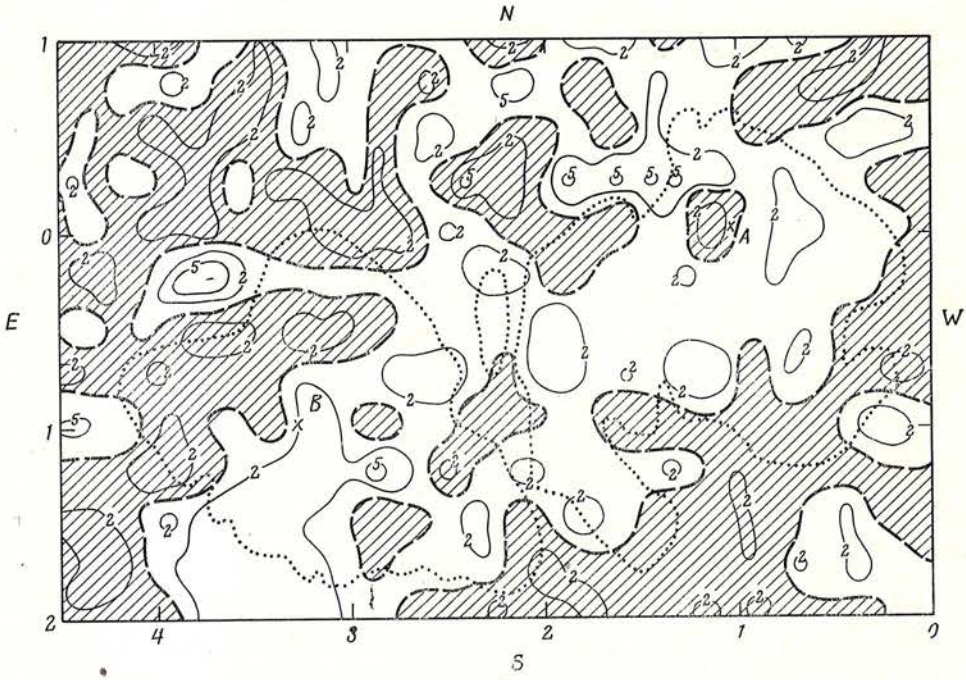
Фиг. 1. Поле скоростей в фотосфере активной области на стадии возникновения пятен 31.X 1964 г.

а — 10^h45^m — 11^h20^m; *б* — 12^h50^m — 13^h20^m;



Фиг. 1 (продолжение)

в — 14^h10^m — 14^h40^m; *г* — 15^h55^m — 16^h15^m; *д* — 16^h30^m — 17^h00^m
(масштаб: 1 дел. = 20000 *км*)



Фиг. 2. Поле скоростей в фотосфере той же, что и 31.X, активной области 1.XI 1964 г. ($16^h10^m - 16^h40^m$) (масштаб: 1 дел. = 20 000 *км*)

одни и те же области подъема или опускания газа прослеживались на всех картах фиг. 1, и то величина скоростей менялась со временем. В большинстве же мест движения очень неустойчивы. Иногда области смещаются, пропадают или на их месте возникают движения с противоположными скоростями.

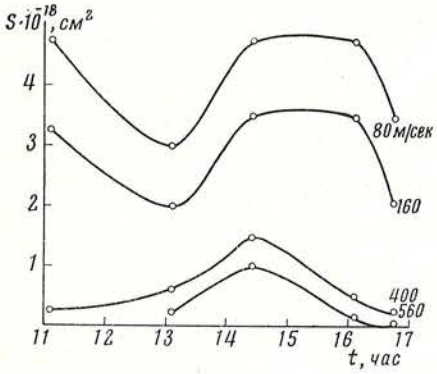
Конечно, по нашим данным нельзя сказать, как быстро исчезают отдельные элементы скоростей, но, по крайней мере, за 1 час в некоторых местах активной области скорости изменялись от $-400 \div -500$ до $+400 \div +500$ *м/сек* и наоборот. Такие места на картах фиг. 1 отмечены буквами *C*, *D*, *E* и *F*. Сравнение карт поля скоростей с картами продольного магнитного поля, приведенными в [9], показало, что наиболее значительные изменения скоростей отмечались в областях сильно меняющихся слабых продольных магнитных полей (см. также фиг. 1).

Далее, согласно фиг. 1, нулевая линия лучевых скоростей проходила практически через центр холма магнитного поля лидера (*A*), т. е. пятна, которое уже имелось. Хотя со временем нулевая линия лучевых скоростей в этом месте деформировалась и несколько смещалась относительно центра холма магнитного поля (*A*) и в окрестности ее изменялись скорости, тем не менее ситуация оставалась типичной как и для развитых пятен [13] (нулевая линия скоростей делит пятно на две части).

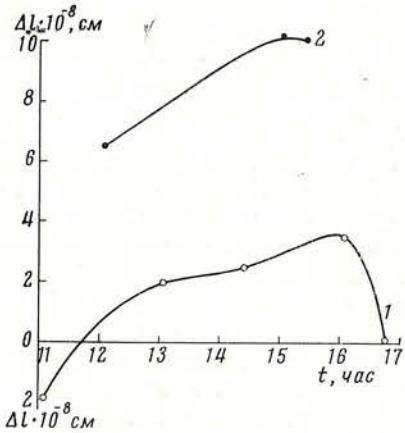
Поле скоростей пятна, которое возникло во время третьей серии записей, принципиально отличалось от того, что наблюдалось для лидера. Прежде всего это проявилось в том, что опускание газа наблюдалось почти во всей области сильных магнитных полей ($H_{\parallel} > 17$ *гс*) холма *B*. Размеры этой области опускания газа менялись со временем. Для детального выяснения характера временно́го изменения поля скоростей внутри области по картам фиг. 1 измерялись полные площади, ограниченные каждой из изолиний, проведенных через значения скоростей 80, 160, 400 и 560 *м/сек*. Величины площадей, ограниченные каждой из указанных изо-

линий, в зависимости от времени представлены на фиг. 3. Можно видеть, что размеры областей, ограниченных внешними изолиниями скоростей 80 и 160 *м/сек*, сначала уменьшаются, а затем снова возрастают до начального значения. После этого снова наблюдается уменьшение площадей. Если эти две кривые сравнить с двумя первыми кривыми фиг. 7, *б* [9], то между ними обнаруживается некоторая аналогия. Правда, минимальное значение площадей, ограниченных изолиниями скоростей, наступает по времени несколько раньше, чем для площади, окруженной изогауссой $H_{\parallel} = 17$ *гс*.

Что касается площадей, ограниченных изолиниями скоростей 400 и 560 *м/сек*, то их размеры стали наибольшими в тот момент времени, когда площадь внутри изогауссы $H_{\parallel} = 17$ *гс* магнитного поля холма *B* имела минимальное значение (см. фиг. 7, *б* [9]). Кроме того, максимум скоростей опускания газа находился вблизи центра холма *B* магнитного поля. Этот максимум смещался со временем относительно холмов продольного магнитного поля. Если на карте 1, *а* максимум скоростей опускания газа находился восточнее центра магнитного холма *B*, то на следующих картах он оказался западнее. Изменение со временем расстояния между центром магнитного холма *B* и положением максимума скоростей опускания газа



Фиг. 3. Изменение со временем 31.X 1964 г. полных площадей, занятых опускающимся газом, в хвостовом пятне *B* внутри изолиний скоростей, указанных на фигуре справа



Фиг. 4. Изменение со временем 31.X 1964 г. расстояний между центром магнитного холма *B* хвостового пятна и положением максимума скоростей опускания газа

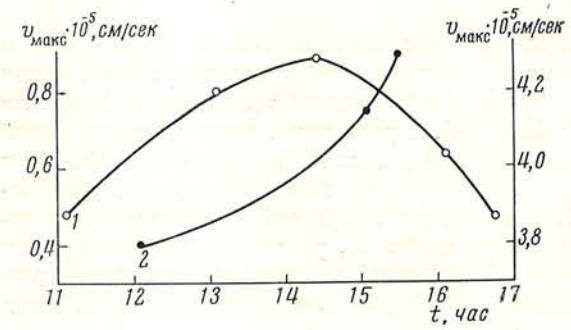
Кривая *1* относится к фотосфере; кривая *2* — к хромосфере

внутри этой области представлено на фиг. 4 (кривая *1*). Согласно кривой *1* фиг. 4 наибольшее отклонение положения максимума скорости втекания газа от центра холма *B* не превышало $\Delta l = 3{,}5 \cdot 10^8$ *см*. Хотя положение максимума скоростей втекания газа со временем смещалось относительно центра холма магнитного поля, тем не менее оно не выходило за пределы линейных размеров появившегося пятна (линейный размер пятна в 14^h25^m был порядка $6 \cdot 10^8$ *см*). Поэтому можно сказать, что скорости втекания газа были наибольшими внутри области, занятой пятном.

Изменялась также и максимальная скорость втекания газа в это пятно. На фиг. 5 (кривая *1*) приведено изменение со временем максимальной скорости (ось ординат слева). Кривая *1* фиг. 5 показывает, что максимальная скорость втекания газа сначала росла со временем и достигла своего наибольшего значения в 14^h25^m. Затем снова уменьшалась, но круче, чем увеличивалась до своего наибольшего значения. Наибольшее значе-

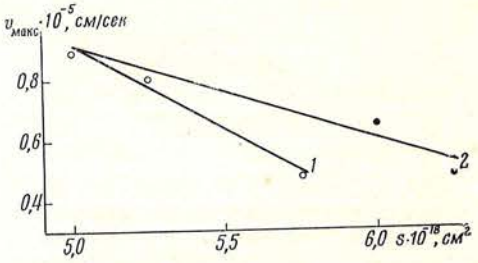
ние максимальной скорости опускания газа совпало по времени с моментом, когда площадь, занятая магнитным полем холма B внутри изогауссы $H_{\parallel} = 17$ *гс*, имела наименьшую величину (см. фиг. 7, *б* [9]). В дальнейшем по мере увеличения площади, ограниченной изогауссой $H_{\parallel} = 17$ *гс*, максимальная скорость опускания газа уменьшалась.

Зависимость максимальной скорости от размеров площади внутри изогауссы $H_{\parallel} = 17$ *гс* магнитного поля холма B приведена на фиг. 6. Линия *1*, проведенная через кружки, относится к начальной стадии уменьшения площади внутри изогауссы $H_{\parallel} = 17$ *гс*, а линия *2* — к стадии увеличения той же площади, начиная с минимального ее значения. Из фиг. 6 следует, что на первой стадии с уменьшением площади внутри изогауссы $H_{\parallel} = 17$ *гс* скорость опускания газа растет быстрее, чем на второй стадии при ее расширении. Это можно понять, предположив, что уменьшение площади внутри изогауссы $H_{\parallel} = 17$ *гс* сопровождается сжатием магнитного поля внутри области, а увеличение площади — расширением магнитного поля [9], приводящим к выравниванию полных давлений внутри и снаружи области. Силы, вызывающие сжатие вмороженного магнитного поля (на уровне фотосферы магнитное поле вморожено [14, 15]), одновременно приводят к увеличению плотности фотосферного газа внутри области. Более плотный газ под действием силы тяжести начинает стекать вниз по силовым линиям с тем большей скоростью, чем выше плотность среды. При расширении магнитного поля плотность среды падает и скорость стекания газа под действием силы тяжести уменьшается. Неизвестно, как долго продолжается процесс столь необычного втекания вещества в пятно, но измерения показали (фиг. 2), что на следующий день (1.XI) и для рассмотренного пятна имела место обычная картина эффекта Эвершеда [13].



Фиг. 5. Изменение со временем 31.XI 1964 г. максимальных скоростей опускания газа вблизи магнитного холма B

Кривая *1* относится к фотосфере (ось ординат слева), кривая *2* — к хромосфере (ось ординат справа)

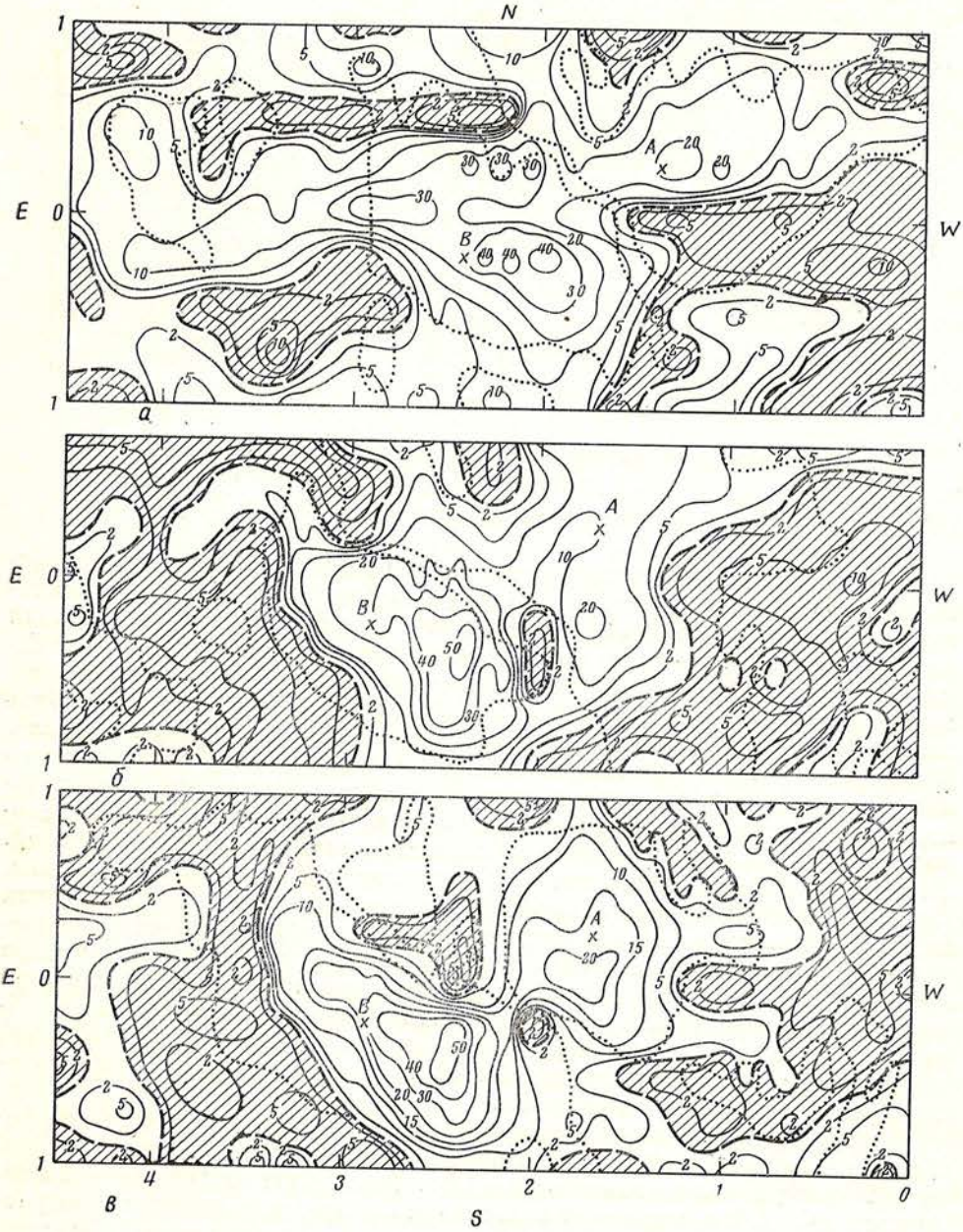


Фиг. 6. Изменение максимальной скорости опускания газа в фотосфере вблизи магнитного холма B в зависимости от размера площади внутри изогауссы $H_{\parallel} = 17$ *гс* фотосферного магнитного поля холма B

Кривая *1* относится к стадии сжатия магнитного поля, кривая *2* — к стадии расширения

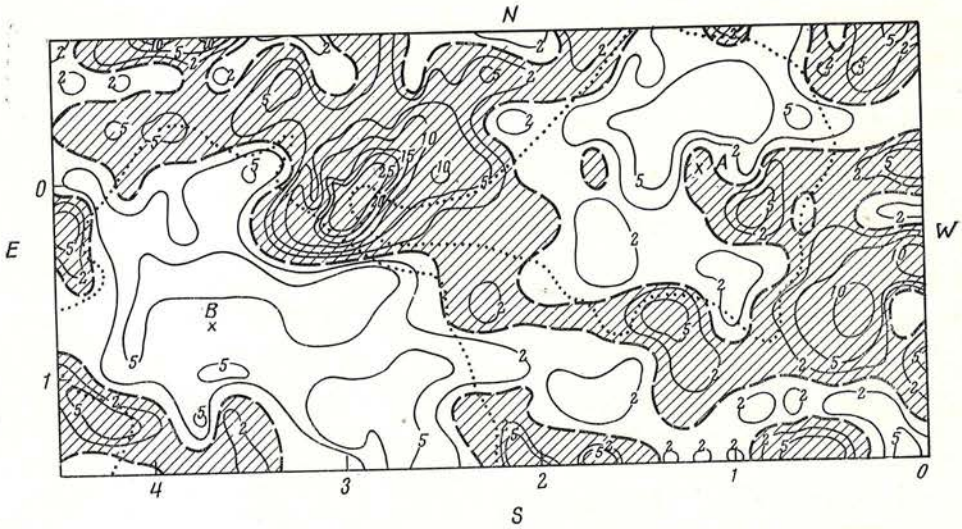
2. ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ НА УРОВНЕ ХРОМОСФЕРЫ

Карты поля скоростей на уровне хромосферы 31.X и 1.XI 1964 г. приведены на фиг. 7 и 8 соответственно. Из сравнения этих фигур следует, что во время появления пятна поле скоростей в активной области на уровне хромосферы совершенно другое, чем то, которое наблюдается для развитой группы пятен. Обычно для развитой группы пятен величины скоростей опускания и подъема газа мало отличаются друг от друга. Также мало отличаются размеры площадей, занятых скоростями противоположных знаков (см. также фиг. 8).



Фиг. 7. Поле скоростей на уровне хромосферы в активной области на стадии возникновения пятен 31.X 1964 г.

а — 11^h50^m — 12^h20^m; *б* — 14^h50^m — 15^h15^m; *в* — 15^h17^m — 15^h40^m (масштаб: 1 дел. = 20 000 км)



Фиг. 8. Поле скоростей на уровне хромосферы в активной области 1.XI 1964 г. (13^h55^m—14^h20^m)

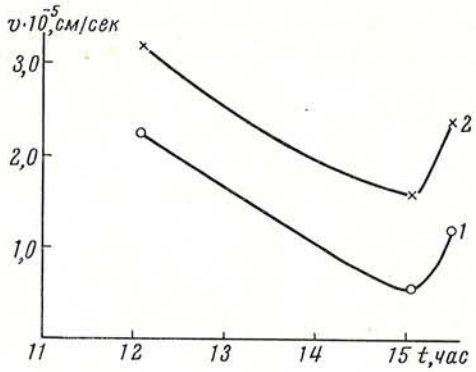
Масштаб: 1 дел= 20 000 *км*

На фиг. 7 поле скоростей опускающегося газа занимает почти всю активную область, тогда как районы подъема газа составляют ее незначительную часть. Максимальные скорости опускания газа превышали 4 *км/сек*, а подъема — всего лишь 1 *км/сек* и то только в одной точке. Такая особенность поля скоростей является характерной для активной области во время большой вспышки [5]. Но, согласно [16], сколько-нибудь значительных вспышек раньше и во время наших наблюдений не было. Поэтому необычное поле скоростей, по всей вероятности, связано с возникновением пятна. Сравнение карт поля скоростей с картами продольного магнитного поля, измеренного по H_β, показывает, что наибольшие скорости опускания газа соответствовали местам сильных магнитных полей. Там, где магнитные поля были слабыми, скорости опускания газа малы. Подъем газа наблюдался только в местах слабых продольных магнитных полей. Со временем размеры области опускания газа уменьшались, а подъема — росли. Это происходило в основном за счет исчезновения районов с малыми скоростями опускания газа и появления на их месте скоростей подъема газа. Однако этот процесс проходит очень медленно и главным образом там, где магнитные поля слабые. В местах сильных магнитных полей изменения поля скоростей хотя и были, но в значительно меньшей степени и знак скорости не изменялся.

В хромосфере максимум скорости опускания газа, как и на уровне фотосферы, располагался западнее центра магнитного холма *B*, но в большей степени смещен относительно последнего. Расстояние между центром магнитного холма *B* и положением максимума скорости опускания газа увеличивалось со временем. Изменение расстояния со временем представлено в виде графика на кривой *2* фиг. 4. Из кривой *2* следует, что наименьший сдвиг положения максимума скорости опускания газа составлял $6{,}5 \cdot 10^8$ *см*, а наибольший — 10^9 *см*. Сравнение обеих кривых фиг. 4 позволяет видеть, что как на уровне фотосферы, так и хромосферы расстояние между центром холма *B* и положением максимума скоростей опускания газа изменялось со временем примерно одинаково. Одинаковый ход смещения положений максимума скоростей на разных уровнях и расположение их с одной и той же стороны относительно центра холма *B*, возможно,

означает, что газ с максимальными скоростями опускался в хромосфере и фотосфере по одним и тем же силовым линиям магнитного поля. Это говорит о том, что по мере выхода магнитного поля в хромосферу силовые линии поля хвостового пятна наклонялись к западу, причем довольно значительно.

Величина максимальной скорости опускания газа в хромосфере изменялась со временем сначала примерно так же, как и на уровне фотосферы (фиг. 5, кривая *2*, ось ординат находится справа). Магнитные поля на уровне хромосферы сначала так же сжимались, как и фотосферные [9]. Но для максимальной скорости опускания газа в хромосфере такой зависимости, как на фиг. 6, не получилось: скорость опускания газа продолжала расти и при увеличении области, ограниченной крайней изогауссой.



Фиг. 9. Изменение со временем скорости опускания газа на уровне хромосферы в центрах магнитных холмов

1 — для холма *A* *S*-полярности; *2* — для холма *B* *N*-полярности

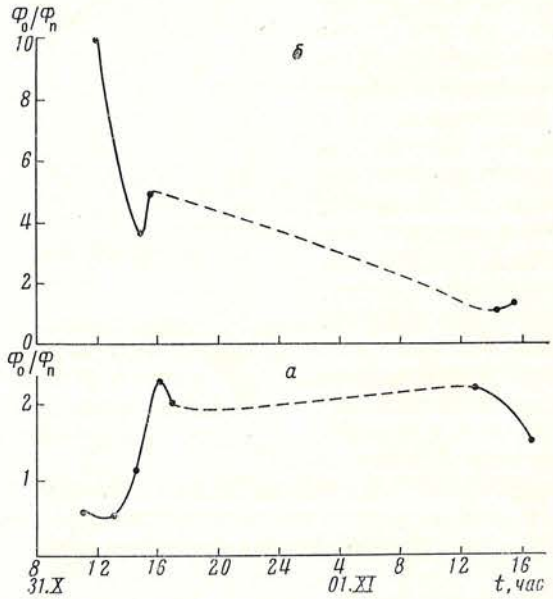
В центрах холмов магнитного поля *A* и *B* скорость опускания газа не оставалась постоянной. На фиг. 9 показан их ход со временем. Исключительная синхронность в изменении скоростей опускания газа со временем в центрах холмов *A* и *B*, отстоящих друг от друга на расстоянии 3×10^9 *см*, может указывать на одну причину, приводящую к стеканию газа.

3. СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ПОТОКАМИ ВЕЩЕСТВА

На основании карт поля скоростей, приведенных в таблице, проводились вычисления величин $\Phi = Sv$ отдельно для областей подъема и опускания газа. Величина Φ выражает собой произведение площади S и скорости v и пропорциональна потоку вещества. При вычислении Φ измерялась площадь S каждого участка карты, ограниченного двумя соседними изолиниями лучевых скоростей, и находилась средняя скорость v для этого участка. Затем суммировались все значения Sv для областей подъема и опускания газа отдельно. В результате этого мы получили полные по всей области потоки Φ. Результаты вычислений в абсолютных единицах величин Φ_0 опускания и $\Phi_п$ подъема газа по всей активной области приведены соответственно в 6-м и 7-м столбцах таблицы. В 8-м столбце в предположении одинаковых плотностей дано отношение потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа по всей активной области. Для большей наглядности отношение потоков 31.X и 1.XI 1964 г. представлено на фиг. 10. Согласно кривой *а* сначала (31.X) отношение потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа равно 0,5—0,4, что примерно в 4—5 раз меньше, чем для развитой активной области [1, 5]. Со временем отношение потоков увеличивалось, и к концу наблюдений 31.X оно стало близким к тому, что наблюдается для развитых групп пятен. К 1.XI отношение потоков почти не изменилось, хотя и наблюдался некоторый спад. Измерения 3.XI показали (столбец 8 таблицы), что отношение потоков на стадии исчезновения пятен снова стало меньше 1,0 (примерно в 2—3 раза меньше по сравнению с развитой группой).

На уровне хромосферы (кривая *б* фиг. 10) отношение потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа по всей активной области, наоборот, уменьшалось со временем. Отношение потока опускающегося газа

к потоку поднимающегося газа сначала (31.X) было равно 10 и примерно равно отношению потоков в конце большой вспышки [5]. По сравнению с развитой активной областью в отсутствие вспышек наблюдаемое отношение потоков в пять раз больше. В дальнейшем 31.X отношение потоков уменьшалось и к концу наблюдений в H_β достигло 4—5. Со временем это отношение приближалось к единице (1.XI 1964 г.). Возможно, оно оставалось постоянным начиная с 1.XI, так как 3.XI отношение потоков такое же, как 1.XI (см. столбец 8 таблицы).



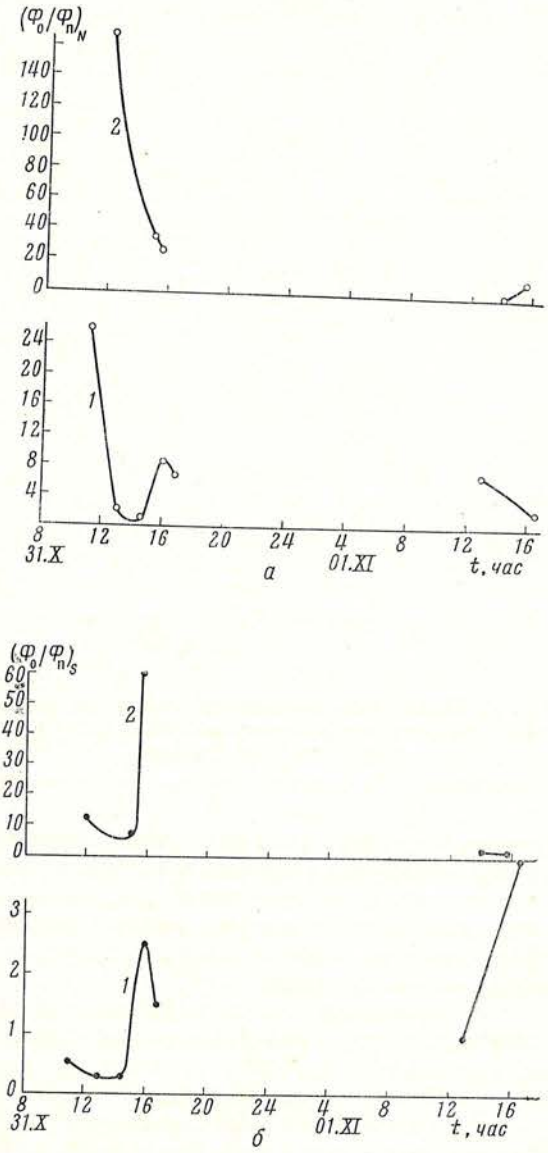
Фиг. 10. Изменение со временем отношения потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа для всей активной области

а — на уровне фотосферы; *б* — на уровне хромосферы

Обращает на себя внимание изменение со временем отношения потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа на различных уровнях солнечной атмосферы. Если на уровне хромосферы отношение потоков сначала было аномально большим и со временем уменьшалось, приближаясь к нормальному значению, то на уровне фотосферы, наоборот, отношение потоков было аномально малым и, увеличиваясь, также достигало своего нормального значения. Так что на стадии появления пятен отношение потоков в активной области на разных уровнях солнечной атмосферы изменяется со временем в противофазе и достигает своих нормальных значений почти одновременно.

Далее были выполнены подсчеты потоков $\Phi = Sv$ внутри областей, занятых сильными продольными магнитными полями ($H_\parallel > 17$ *гс*), и в областях слабых магнитных полей ($H_\parallel < 17$ *гс*). Вычисления потоков в областях сильных магнитных полей проводились отдельно для поля лидера *A* полярности *S* и хвостового пятна *B* *N*-полярности и в целом (без выделения полярностей) для потоков в областях слабых магнитных полей. Результаты вычислений потоков опускания и подъема газа в области сильных полей *N*-полярности приведены соответственно в столбцах 9 и 10 таблицы, а для *S*-полярности — в столбцах 11 и 12. Отношение потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа внутри области $H_\parallel > 17$ *гс* дано в столбце 13 для *N*-полярности и в столбце 14 — для *S*-полярности. Данные столбцов 13 и 14 представлены в виде графиков на фиг. 11.

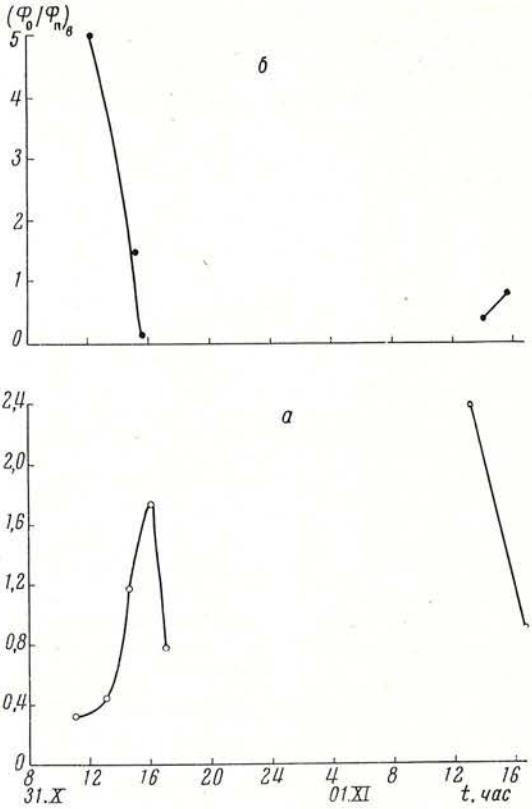
Из фиг. 11, *а*, *б* четко вырисовывается синхронность в изменении отношения потоков со временем в области сильных магнитных полей на различных уровнях солнечной атмосферы. Вначале для поля *N*-полярности отношение потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа на уровне фотосферы равно 26. На уровне хромосферы поток опускающегося газа



Фиг. 11. Изменение со временем отношения потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа внутри области с магнитным полем $H_{\parallel} > 17$ *гс*

а — для *N*-полярности; *б* — для *S*-полярности. Кривая *1* относится к фотосфере, кривая *2* — к хромосфере

в 170 раз больше потока поднимающегося газа. Примерно за 3,5 часа отношение потоков уменьшилось в хромосфере до 25, а в фотосфере — до 1. Для сильных полей *S*-полярности картина обратная: сначала отношение потоков и в фотосфере, и в хромосфере небольшое, но со временем



Фиг. 12. Изменение со временем отношения потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа в области $H_{\parallel} < 17$ *гс*

Кривая *а* относится к фотосфере, кривая *б* — к хромосфере

изменялось синхронно, и примерно за 1 час отношение потоков как на уровне фотосферы, так и хромосферы возросло в 10 раз. Сравнивая фиг. 11, *а* и 11, *б*, можно видеть, что если отношение потоков в области сильных полей возникавшего пятна со временем уменьшалось на различных уровнях солнечной атмосферы, то в области сильного поля уже существовавшего пятна отношение потоков возрастало.

Величины потоков опускающегося и поднимающегося вещества в области слабых магнитных полей приведены соответственно в 15-м и 16-м столбцах таблицы, а отношение потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа — в 17-м столбце. По данным столбца 17 изменения отношения потоков приведены в виде графиков на фиг. 12. Согласно фиг. 12 в области слабых магнитных полей отношение потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа на различных уровнях атмосферы в противоположность тому, что мы имели для областей с сильными магнитными полями, изменялось со временем в противофазе и имело такой же ход, как для активной области в целом (см. фиг. 10).

Наконец, отметим, что хотя в отдельных случаях наблюдается тесная связь в изменениях поля скоростей с изменениями магнитных полей, тем не менее в целом не получено четкой зависимости между изменениями потоков поднимающегося и опускающегося газа от изменения потоков магнитного поля. Это до некоторой степени усложняет понимание природы поля скоростей.

Итак, из сказанного выше можно заключить, что на стадии возникновения пятен поле скоростей в активной области существенно другое, чем то, которое наблюдается для развитых групп пятен. Здесь поле скоростей изменяется со временем очень быстро. Некоторые особенности изменения скоростей указывают на то, что материя стекает вниз по силовым линиям магнитного поля.

В заключение приношу благодарность чл.-корр. АН СССР А. Б. Северному за обсуждение работы и Л. Р. Димовой за помощь в обработке материала.

15 мая 1966 г.

Литература

1. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, **25**, 154.
2. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **23**, 184.
3. S. Meyr. Compt. rend. Acad. sci., 1960, **251**, N 14, 1346.
4. Г. Я. Васильева, Г. Ф. Вяльшин. Солнечные данные, 1962, № 2, 58.
5. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **32**, 14.
6. Г. Ф. Вяльшин, В. А. Крат. Изв. ГАО, 1965, **24**, № 178, 26.
7. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **30**, 148.
8. Г. Я. Васильева. Солнечные данные, 1961, № 12, 64.
9. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **36**, 56.
10. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **19**, 3.
11. А. Б. Северный. Доклад на Пленуме КИСО, октябрь 1965 г.
12. С. И. Гопасюк, А. Б. Северный. Солнечные данные, 1964, № 12, 43.
13. R. J. Bray, R. E. Loughhead. Sunspots. London, 1964.
14. Сб. «Солнце», под ред. Дж. Койпера. ИЛ, 1957.
15. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **33**, 100.
16. Солнечные данные, 1964, № 10.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И СКОРОСТИ ГАЗА В СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ НА РАЗНЫХ ГЛУБИНАХ С ПОМОЩЬЮ МАГНИТОГРАФА I. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ЭВЕРШЕДА В СЛОЖНОЙ ГРУППЕ ПЯТЕН

Р. Н. Ихсанов

Проводится изучение эвершедовских скоростей в большой сложной группе пятен, наблюдавшейся в сентябре 1963 г. Лучевые скорости определялись по трем линиям различной интенсивности (фиг. 1—3), что позволяет рассмотреть движение материи в пятнах на различных глубинах. Найдено, что эвершедовская скорость меняется с глубиной. При этом градиент скорости с глубиной зависит от размеров ядра (пятна), так же как и величина самого эффекта Эвершеда. Рассмотрение связи максимальной радиальной скорости $u_{макс}$ в зависимости от положения ядра (пятна) на солнечном диске показывает также существование градиента скорости с глубиной в пятне. Причем эта зависимость различна для скоростей $u_{макс}$, определенных по линиям разной интенсивности: чем меньше интенсивность линии, тем круче спад скорости $u_{макс}$ при приближении к краю диска.

AN INVESTIGATION OF THE MAGNETIC FIELD AND GAS VELOCITY IN SUNSPOTS AT DIFFERENT LEVELS, WITH THE MAGNETOGRAPH. I. AN INVESTIGATION OF THE EVERSHED EFFECT IN A COMPLEX SPOT GROUP, by *R. N. Ikhsanov*.— The Evershed velocities in the large complex group of spots observed in September 1963 have been studied. Three lines of different intensity (figs. 1—3) were used for the determination of the radial velocities, thus permitting the investigation of motions of matter in the spots at various depths. It is found that the Evershed velocity varies with depth; the velocity gradient with depth depending on the size of the umbra (spot) as well as the value of the Evershed effect. The relation between the maximal radial velocity u_m and the position of the umbra (spot) on the solar disk also indicates that there is a velocity gradient with depth in a spot. This relation differs for velocities u_m, determined from lines of various intensities: a lower line intensity corresponds to a steeper decrease of u_m with approach to the limb.

Изучением движения вещества в солнечных пятнах (эффект Эвершеда) занимались многие авторы, в том числе Эвершед [1], Сент-Джон [2], Абетти [3], Кинман [4, 5], а в последние годы Бумба [6], Серважан [7], Малтби [8] и др. Вещество в пятне, согласно этим исследованиям, в основном движется в горизонтальной плоскости Солнца. Преобладающим движением является так называемый эффект Эвершеда — движение, направленное радиально относительно оси пятна. Вертикальные скорости находятся в пределах ± 150 *м/сек* [7, 8]. Эффект Эвершеда зависит от высоты в пятне. Так, в слоях пятна, близких к верхней границе фотосферы, скорости движения небольшие. При переходе к слоям пятна, лежащим выше и ниже этого слоя, скорости движения газа увеличиваются. Причем в верхних слоях движение происходит в направлении к оси пятна, а в глубине, напротив, наблюдается отток вещества от оси пятна со скоростями до 2 *км/сек* и больше.

Изучение движения в пятне с глубиной можно проводить различными путями. Наиболее распространенный из них — изучение движения по спектральным линиям различной интенсивности. Им пользовались Сент-Джон [2], Серважан [7] и др. Этот метод основан на простом положении, что спектральные линии различной интенсивности образуются в слоях солнечной атмосферы, находящихся на разной глубине: чем слабее линия, тем глубже слой, в котором она формируется.

Другой способ состоит в изучении контура спектральной линии. Этот метод позволил Бумбе изучить тонкую структуру линий в эффекте Эвершеда («флажки») и показать, что измеряемый эффект Эвершеда есть изменение центра тяжести асимметрии линии, вызванной «флажком». В качестве способа, учитывающего в какой-то степени указанную тонкую структуру эффекта Эвершеда, следует отметить определения изменения скорости вещества в пятне с глубиной по одной (или нескольким) спектральной линии, но измерения скорости нужно проводить на разных расстояниях от центра линии. Так как крылья линии образуются в более глубоких слоях, чем ядро, то этот метод позволяет также изучить стратификацию движения вещества в пятне с глубиной. Такой способ был применен автором настоящей статьи в [9]. Все рассматриваемые методы для их количественной интерпретации требуют знания глубины h залегания слоя, в котором образуется линия или часть контура линии. Такие расчеты проводились неоднократно. Однако плохое знание физических параметров и модели пятна делает результаты этих расчетов только грубым приближением.

В указанных выше работах изучение движения газа производилось или фотографическим, или визуальными методами. Такие измерения требуют много времени, что затрудняет изучение движения на больших участках в группах пятен. Появление возможности находить лучевые скорости одновременно с определением напряженности магнитного поля в солнечной атмосфере на магнитографе [10] открыло большие возможности в этом направлении [11, 12].

Целью настоящей статьи является изучение при помощи магнитографа движения газа в пятнах на разных глубинах по наблюдениям лучевой скорости одновременно в трех фотосферных линиях.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МАТЕРИАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Прежде всего нами были рассмотрены спектральные линии в области от 4500 до 5400 Å с целью выявления линий, пригодных для наблюдений на магнитографе. Ввиду того, что наша задача заключалась в изучении как магнитного поля, так и лучевых скоростей, основными условиями были: во-первых, отсутствие блендирующих линий и, во-вторых, чтобы линия имела простой Зееман-эффект. Из отобранных таким образом 45 линий были взяты для наблюдений четыре, данные о которых приведены в табл. 1. В последних двух столбцах приведены величины центральной остаточной интенсивности и полуширины линий (для фотосферы). Для наблюдений на магнитографе ранее применялась только одна из этих четырех линий (λ5250), введенная в практику Бебкоками [13]. Кроме того, оказалось, что линия λ5302 существует в списке фон Клюбера [14], как удобная для наблюдений магнитного поля фотографическим методом. Мы не включили в таблицу такие ранее использовавшиеся линии, как λ4886 и H_β (например, [15]). Первая из них очень хорошая, но поблизости от линии нет пригодного для измерений участка непрерывного спектра, а вторая имеет бленды.

В настоящей работе были использованы для измерения на магнитографе три линии, а именно: λ4808, λ5250, λ5302 (линия λ5288 была использована нами в [9]). Как видно из таблицы, указанные линии охватывают

Таблица 1

Длина волны, Å	Элемент	Интенсивность		Энергия возбуждения, *эв*		Мультиплет	g	$g\lambda^2 \cdot 10^{10}$	Центральная остаточная интенсивность	Полуширина, Å
		⊙	пятно	нижнего	верхнего					
4808,155	Fe I	0	1	3,24	5,80	$a^3D_3—w^3D_3^0$	$\frac{(0)4}{3}$	30,8	70	0,09
5250,218	Fe I	2	3	0,121	2,471	$a^5D_0—z^7D$	$\frac{(0)3}{1}$	83,0	39	0,10
5288,533	Fe I	2	2	3,68	6,01	$b^1G_4—y^1G_4^0$	$\frac{(0)1}{1}$	28,0	46	0,09
5302,309	Fe I	5	6—7	3,27	5,60	$z^5D_1^0—e^5D_2$	$\frac{(0)3}{2}$	42,0	28	0,11

значительный диапазон интенсивностей в пятне (от 1 до 6—7 в списке интенсивностей Роуланда). Это позволяет надеяться охватить достаточно большой интервал высот в пятне. Наблюдения проводились в сентябре 1963 г. на солнечном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории. Данные, касающиеся наблюдений, собраны в табл. 2.

Таблица 2

Дата, 1963 г.	Время (московское)	λ	Щель, *мм*
22.IX	$10^h40^m—11^h20^m$	5250	1,8×0,7
	12 55 —13 15	5302	1,8×0,7
	14 20 —14 40	4808	1,4×0,7
23.IX	15 05 —15 35	5302	1,8×0,7
	16 45 —17 15	4808	1,4×0,7
	17 30 —18 00	5250	1,8×0,7
25.IX	11 30 —12 00	5250	1,8×0,7
	12 25 —12 45	5302	1,8×0,7
	13 20 —13 40	4808	1,4×0,7

В третьем столбце приведены длины волн спектральных линий, по которым производилось сканирование в указанном во втором столбце отрезке времени. В четвертом столбце даются размеры щели магнитографа, применявшиеся для записи магнитного поля и скорости в данной линии. Как следует из таблицы, 23.IX наблюдения велись при малых высотах Солнца и соответственно при плохом качестве изображения. Следует отметить, что вообще во время всех наблюдений качество изображений было весьма посредственным, а дрожание колебалось от 3 до 7—8″. Так как наблюдения проводились при щели спектрографа 0,3 × 0,5 *мм* при диаметре Солнца в 200 *мм*, то граница разрешения определялась обычно величиной дрожания изображения Солнца. Поэтому при обработке и обсуждении данных наблюдений следует иметь в виду, что рассматривать детали, меньшие 6″, не имеет смысла (по-видимому, эти условия близки к условиям наблюдений сентябрьской группы 1961 г. [12, 16]).

Наблюдалась группа № 43 по нумерации Крымской обсерватории или № 101 — по бюлл. «Солнечные данные» [17]. Интервал между соседними разрезами составлял примерно 8″. К сожалению, 22.IX для линий λ5302 и λ4808 число разрезов было недостаточно, чтобы охватить всю группу пятен.

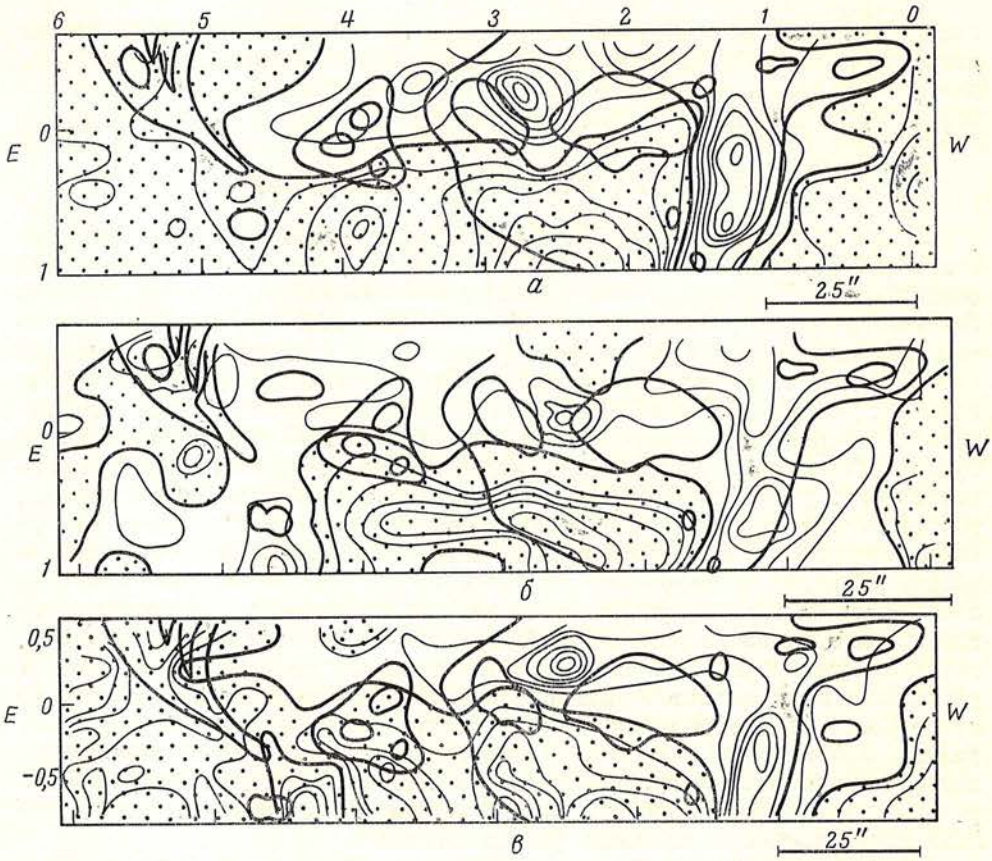
Как уже отмечалось выше, наблюдения лучевых скоростей проводились одновременно с записью продольной составляющей напряженности магнитного поля. Кроме того, 22.IX были получены для тех же разрезов для всех линий поперечные составляющие магнитного поля, изучение которых было проведено А. Б. Северным [18].

2. ОБРАБОТКА МАТЕРИАЛА НАБЛЮДЕНИЙ

Записи лучевых скоростей были обработаны по способу, близкому к описанному в работе В. Е. Степанова [11]. Здесь отметим только несколько особенностей. Главная из них состоит в значительной протяженности наблюдаемой группы. Поэтому часто нет (особенно 22.IX) достаточно надежных записей невозмущенной фотосферы. Это обстоятельство усложняет как учет дифференциального вращения Солнца, так и установление нуль-пункта лучевых скоростей. Первой трудности можно избежать, если использовать расчетный способ (что и было сделано). С определением нуль-пункта скоростей дело обстоит несколько хуже. Если на записи данного разреза нет уверенно определенного участка невозмущенной фотосферы, то приходится ориентироваться на соседние разрезы, что может внести ошибку в нуль-пункт. Другой путь установления нуль-пункта скоростей — воспользоваться калибровкой лучевых скоростей. Последняя проводилась на основе записи лучевых скоростей на восточном v_{rE} и на западном v_{rW} краях Солнца на расстоянии 1/12 от лимба. Таким образом, скорость, соответствующая 1 *мм* ленты, определяется как $(v_{rW} - v_{rE})/l$, где l — расстояние в *мм* на записи диаграммной ленты для восточного и западного краев Солнца. Отсюда можно также рассчитать нуль-пункт скорости для района наблюдаемой области, устанавливая из калибровки положение, которое соответствует нулевой скорости для центра диска. Мы комбинировали тот и другой способы. Однако первому, по-видимому, следует отдать предпочтение по причине, указанной ниже.

Для величины $v_{rW} - v_{rE}$ принято значение 3600 *м/сек*. Здесь учтено, что позиционный угол P в период наблюдений был около $+25°$. Изменением скорости вращения Солнца с глубиной пренебрегаем. Величины l для данной линии ото дня ко дню меняются мало, но для разных линий l систематически различается. Для каждой линии было взято среднее l за несколько дней. По этим средним значениям строился масштаб палетки. Таким образом, зная нуль-пункт и масштаб, можно по записям получить точки разных скоростей. По полученным отсчетам затем были построены изолинии лучевых скоростей. Результаты приведены на фиг. 1—3. На фиг. 1 приводятся изолинии лучевых скоростей для 22.IX 1963 г. Графики *а*, *б*, *в* относятся соответственно к скоростям, полученным по наблюдениям в линиях λ4808, λ5250 и λ5302. Нулевая скорость отмечена жирной линией, так же как контуры тени и полутени пятен. Изолинии лучевых скоростей даются через 200 *м/сек*. Области лучевых скоростей, указывающие на приближение газа к наблюдателю, отмечены точками. На фиг. 2 и 3 приводятся аналогичные данные для 23 и 25.IX соответственно.

Говоря о точности приведенных результатов, следует отметить, что основная ошибка возникает из-за эффекта разбалансировки, вызванной применением двух фотоумножителей в схеме магнитографа [9, 19]. При изменении яркости происходит нарушение балансировки фотоумножителей, что в ядре пятна приводит к ошибкам до 500 *м/сек*. Тот же эффект из-за явления потемнения диска к краю может дать ошибку до 250 *м/сек*. Последнюю следует учитывать при нахождении нуль-пункта путем расчета. В связи с этим, по-видимому, нуль-пункт определяется более надежно по записи близлежащей к наблюдаемой области невозмущенной фотосфере. Кроме того, во время наблюдений часто меняется прозрачность атмосферы, которую тоже лучше учесть эмпирически. Конечно, все ошибки, связанные

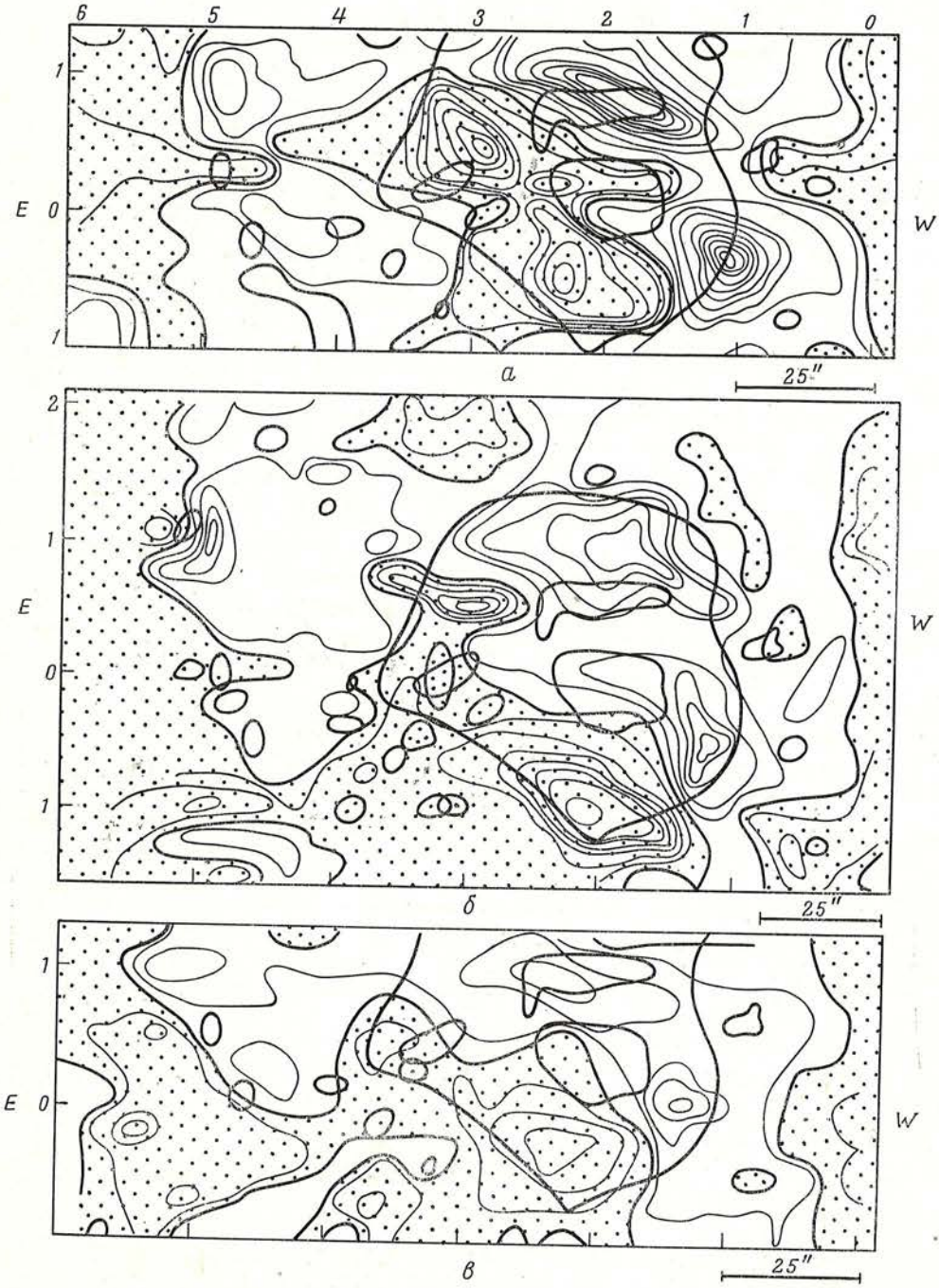


Фиг. 1

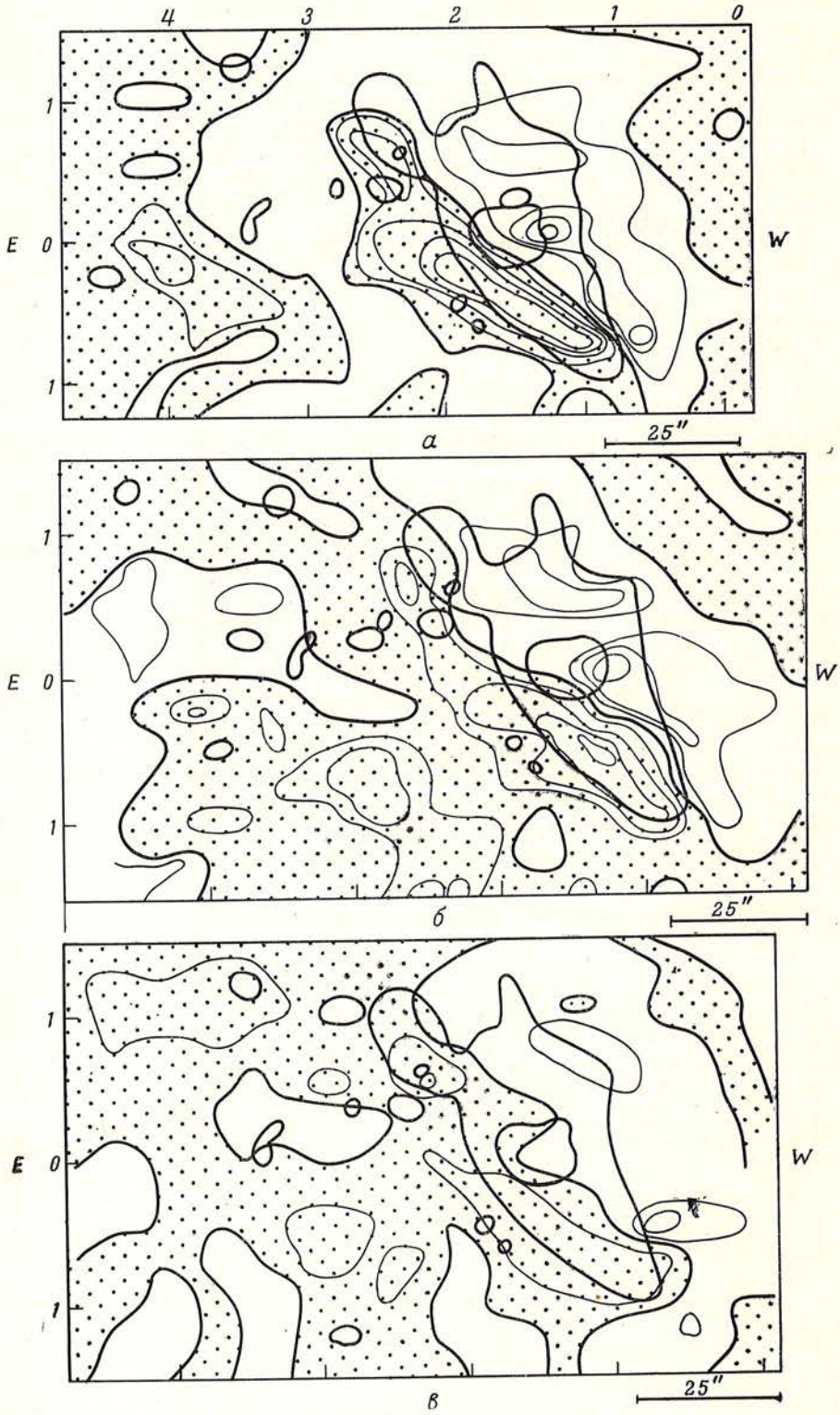
с эффектом разбалансирования фотоумножителей, можно учесть. Для этого необходимо провести одновременно с наблюдениями лучевых скоростей записи изменения яркости. Последние можно прокалибровать, например, меняя высоту щели спектрографа. Однако в это время мы только начали проводить изучение точности получаемых на магнитографе лучевых скоростей [9]. В связи с этим в серии наблюдений, приводимых в настоящей статье, поправки за указанный эффект не вводились. Но при интерпретации результатов это надо иметь в виду. Ошибки в лучевых скоростях в области ядер пятен, как уже отмечалось выше, могут быть значительными. Что касается ошибки в лучевых скоростях вне ядер пятен, то они, по-видимому, не превосходят ± 200—250 *м/сек*.

3. ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЕ ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

Данные о лучевых скоростях, приведенные на фиг. 1—3, относятся к группе пятен № 101 по нумерации бюллетеня «Солнечные данные» [17]. Эта группа вышла из-за восточного края солнечного диска 14.IX уже довольно развитой. Но максимума развития она достигла 21.IX, когда ее площадь составляла 1241 миллионных долей полусферы. После 22.IX группа стала быстро разрушаться, однако площадь наибольшего пятна менялась мало. Рассматриваемая группа пятен относится к разряду очень сложных как по структуре, так и распределению магнитной полярности (на фиг. 4 приведен эскиз группы за 23.IX). Основной особенностью ее, по-видимому,



Фиг. 2



Фиг. 3

является то, что ко времени наших наблюдений два из трех наибольших пятен в группе, отчетливо выделявшихся 19.IX [17, 20], ведущее и среднее, слились в одну полутень (фиг. 4). Причем ведущее имело N-полярность, а среднее — S-полярность. Таким образом, ведущее пятно в группе в дни наблюдений (22—25.IX) было многоядерным и мультиполярным. Наибольшее ядро в нем было S-полярности, а верхняя группа ядер N-полярности. Такая сложность группы должна отразиться и в распределении лучевых скоростей в ней. Действительно, простой взгляд на фиг. 1—3 говорит о сложности картины лучевых скоростей в группе.

Рассмотрим сначала карты лучевых скоростей за каждый день в отдельности. Карты лучевых скоростей за 22.IX не охватывают группу пятен полностью. Для наибольшего пятна данные имеются только для южной половины (фиг. 1). Как видно из табл. 2 интервалы между наблюдениями лучевых скоростей в различных линиях значительны (около 2 час.). Безусловно, в такой неустойчивой группе пятен, как исследуемая, за это время могли произойти изменения в поле скоростей. Сравнение фиг. 1, *а*, *б*, *в* показывает, что действительно в деталях наблюдаются различия. Однако в основном это касается небольших скоростей, по поводу которых трудно сказать, являются ли они результатом изменения лучевых скоростей со временем, или различием, вызванным наблюдениями в разных спектральных линиях, или же, наконец, результатом ошибок наблюдений. По-видимому, могут влиять все указанные факторы. Поэтому будем в дальнейшем рассматривать только те конфигурации в группе пятен, в которых лучевые скорости образуют «холмы» со значением $v_r > 250—300$ *м/сек*.

22.IX в группе пятен произошли существенные изменения. Поэтому вряд ли можно пренебречь временными изменениями в картине лучевых скоростей по наблюдениям в различных линиях, хотя повторные наблюдения, проведенные в линии λ5250 после окончания указанной серии, не показывают больших изменений, особенно в главном пятне. Как видно из фиг. 1, численные величины лучевых скоростей v_r по линиям λ4808 и λ5302 сходятся между собой лучше, чем по λ5250. Причем скорости для λ4808 несколько выше, чем по λ5302. Напротив, лучевые скорости, определенные по λ5250, часто ниже, чем для обеих других линий. Вряд ли это можно объяснить ошибкой в нуль-пункте лучевых скоростей, так как такое явление относится к скоростям обоих знаков. В восточной части группы сходства между скоростями, определенными по λ5250 и λ5302, больше, чем между λ5250 и λ4808.

Рассмотрим теперь картину лучевых скоростей за 23.IX (фиг. 2). В этот день группа пятен занимала наиболее благоприятное для рассмотрения эффекта Эвершеда положение на диске Солнца ($\vartheta \approx 39°$). К этому времени хвостовые пятна почти развалились, но главное пятно в своей южной части изменилось мало. Картина распределения лучевых скоростей сходна для всех трех линий, причем опять сходство между скоростями, определенными по λ4808 и λ5302 лучше. Хотя, если учесть большие ошибки в ядре пятен, то данные для λ5250 мало отличаются от других. Особенно хорошее согласие наблюдается в распределении положительных лучевых скоростей. Следует отметить, что контуры пятен на картах из-за невозможности гидировки всегда по одному и тому же месту в пятне для разных серий наблюдений нанесены с некоторой неуверенностью. Поэтому имеет смысл принимать во внимание сходство конфигураций распределения лучевых скоростей. В табл. 3 приведены данные для максимальных радиальных скоростей $u_{макс}$ для шести наиболее выделяющихся «холмов». На фиг. 4 римскими цифрами отмечены соответствующие места этих «холмов» скоростей. Из таблицы видно, что наибольшие максимальные скорости наблюдаются в линии λ4808, а минимальные — в линии λ5302. Скорости, полученные по линии λ5250, обычно лежат между ними.

Таблица 3

λ, Å	I	II	III	IV	V	VI
4808	+3,20	−2,40	+2,16	−2,56	+1,12	—
5250	+1,76	−1,76	+2,40	−1,68	+1,28	−1,04
5302	+1,33	−0,96	+1,04	−0,48	+0,88	−1,12

К 25.IX в группе пятен картина значительно упростилась, хотя две полярности в одной полутени наибольшего пятна остались. Группа в этот день находилась в значительном удалении от центра диска ($\vartheta \approx 60°$), где перспективное сокращение уже существенно. Однако в этом случае нуль-пункт скоростей, в отличие от 22.IX, определяется эмпирически значительно точнее. В области большого пятна лучевые скорости по всем трем линиям показывают хорошую повторяемость в их общей картине. Так же как и в случае 23.IX, в рассматриваемый день наблюдается четкая закономерность. А именно: наибольшие скорости измерены по линии λ4808, и минимальные — по линии λ5302.

Глубина образования выбранных нами линий, согласно расчетам Серважана [7], приводится в табл. 4.

Таблица 4

λ, Å	Роуландовская интенсивность	$h-h_0$, *км*
4808	1	270
5250	3	75
5302	6—7	40

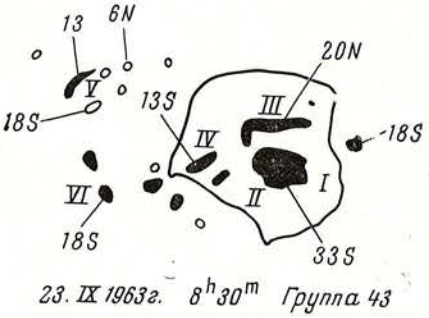
В третьем столбце даются геометрические глубины относительно некоторой глубины h_0. Эти глубины получены по эквивалентным ширинам линий. Однако, так как эвершедовские скорости связаны с эффектом асимметрии линии, то действительные глубины, по-видимому, значительно больше, и при этом зависят от места измерения в крыле линии. Без детального расчета трудно сказать, насколько они далеки от реальных значений.

Из данных 23.IX (см. табл. 3) следует, что градиент эвершедовской скорости с глубиной зависит от размеров ядра (пятна) и меняется от 0,009 до 0,001 *км/сек* на 1 *км*. Если взять данные Серважана [7], то, оказывается, эта величина будет около 0,005 *км/сек* на 1 *км*.

Перейдем теперь к рассмотрению изменения лучевых скоростей ото дня ко дню. Если сравнить лучевые скорости в большом пятне за 22 и 23.IX, то видно, что два максимума (*I* и *II* по фиг. 4) в южной части пятна сохраняли примерно одинаковый вид, в то время как на месте наблюдавшегося 22.IX положительного «холма» скоростей 23.IX появился «холм» отрицательных скоростей. Как можно объяснить это явление? Оказывается, такая перемена в конфигурации скоростей соответствует изменению и в картине структуры пятна. Действительно, 22.IX в этом районе наблюдалось значительное ядро (см. фиг. 1). Однако 23.IX оно распалось на мелкие ядра. Естественно этим объяснить изменение, происшедшее в конфигурации скоростей в указанном районе пятна. Картина лучевых скоростей, наблюдавшаяся около этого ядра, соответствует обычной картине эффекта Эвершеда в одиночном пятне. А именно: в пятне, со стороны, расположенной относительно ядра ближе к краю солнечного диска, наблюдаются положительные скорости, а со стороны, располо-

женной ближе к центру диска,— отрицательные (т. е. приближение к нам). Таким образом, при том ядре, которое существовало в полутени большого пятна, оно сохранило свою особенность в распределении скоростей.

На следующий день (23.IX), когда ядро значительно уменьшилось, более мощные соседние ядра уже стали преобладать и затушевали местный эффект. Кроме того, три отдельных ядра, существовавшие в северной части пятна 22.IX, слились 23.IX в одно и образовали довольно значительное ядро неправильной формы (см. фиг. 4). В соответствии с этим на том месте, где в предыдущий день наблюдались положительные скорости, появились отрицательные, так как это место (на фиг. 4 обозначено *IV*) стало по отношению к новому ядру ближней стороной относительно центра диска. С дальней стороны от нового образования, как и должно быть, наблюдаются положительные скорости. Наибольшее ядро в рассматриваемом пятне не изменилось сколько-нибудь заметно. А поэтому и распределение скоростей в южной части пятна осталось примерно тем же.



Фиг. 4

Итак, из сказанного выше можно заключить, что каждое ядро, даже в полутени, общей с другими, имеет свою конфигурацию скоростей, которая соответствует эффекту Эвершеда в изолированном пятне. При этом, безусловно, эффект в той или иной мере искажается влиянием соседних ядер в общей полутени пятна. Это искажение зависит от соотношения величины ядер и расстояния между ними.

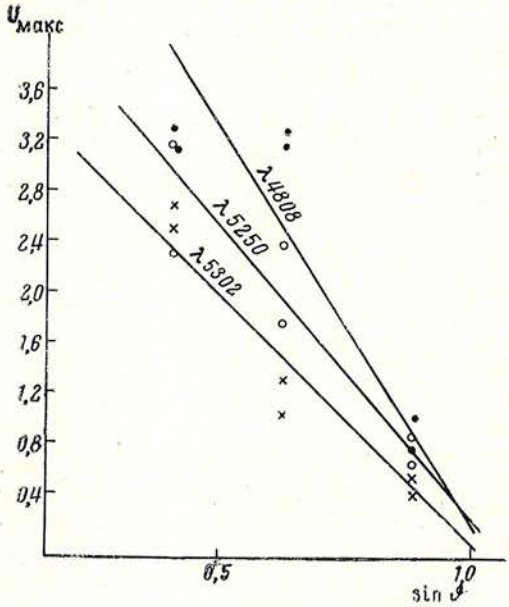
Такую же картину мы наблюдаем и в хвостовой части пятна. В этом районе группы изменения происходят значительно быстрее и конфигурация в распределении ядер и пятен меняется не ото дня ко дню, а от часа к часу. Соответственно с этим также быстро должны меняться лучевые скорости. Отметим здесь только наиболее интересный случай. 23.IX в северо-восточной части группы (*V* на фиг. 4) наблюдается довольно значительный «холм» положительных скоростей. В предыдущий день в этом районе было много ядер в одной полутени. К 23.IX большинство из них развалилось. Среди оставшихся выделяется своей величиной то, к которому относится указанный выше «холм» повышенных скоростей.

Из рассмотренных выше случаев можно также заключить, что чем больше ядро (или пятно), тем больше скорость в эффектах Эвершеда, что находится в согласии со статистическими данными Мишара [21].

Рассмотрим в заключение как меняется максимальная радиальная скорость ($u_{макс}$) в пятне от ,положения последнего на диске. Согласно сказанному выше, группа пятен очень быстро меняется. Главное пятно в северной и в северо-восточной части тоже изменчиво, т. е. указанные районы пятна непригодны для этих целей. Единственное место, где можно считать, что скорость меняется несущественно,— это южная половина пятна (области *I* и *II* на фиг. 4). Действительно, скорости здесь зависят от наибольшего ядра в пятне, которое в эти дни было устойчиво.

Впервые связь радиальной скорости в пятне от положения его на солнечном диске рассматривалась Мишаром [21] по данным Абетти [3]. При этом, конечно, предполагалось, что поле скоростей в пятне не менялось за время наблюдений. Полученную зависимость Мишар интерпретировал как результат изменения скорости пятна с оптической глубиной. Более детально этот вопрос был рассмотрен в работах [6—8]. Согласно их результатам максимум радиальной скорости в пятне $u_{макс}$ зависит примерно линейно от $\sin\vartheta$. Малтби нашел, что $u_{макс} = (3{,}5—2{,}5 \sin\vartheta)$ *км/сек*.

Эти результаты получены безотносительно к тому, по какой линии были определены лучевые скорости. Поэтому представляет интерес, хотя бы по небольшому материалу, рассмотреть, как ведут себя зависимости $u_{макс}$ от положения пятна на диске, полученные по разным линиям. С этой целью рассмотрим максимальные радиальные скорости $u_{макс}$ в участках *I* и *II* фиг. 4. Результат представлен на фиг. 5 (данные для разных линий показаны разными значками). Каждая линия построена всего по шести значениям $u_{макс}$. Безусловно, для количественных выводов этого недостаточно. Но качественно из фиг. 5 вполне определенно следует, что наблюдения $u_{макс}$ для каждой отдельной линии и для всех вместе показывают отмечавшийся ранее закон уменьшения скорости при перемещении пятна от центра к краю Солнца. Однако качественно из фигуры также следует еще один вывод. А именно, что спад $u_{макс}$ для линии λ4808 заметно круче, чем для линии λ5250. В свою очередь, спад $u_{макс}$ для λ5250 круче, чем для λ5302. Отсюда можно сделать вывод, что линия, которая образуется в более глубоких слоях при приближении пятна к краю, показывает более быстрый спад скоростей. Такой факт, по-видимому, указывает на существование значительного градиента скоростей в пятне с глубиной. Более детальное рассмотрение вопроса оставим до следующей статьи, где будут обсуждены также результаты наблюдений магнитного поля.



Фиг. 5

Подведем итог сказанному выше.

1. Изучаемая группа пятен имеет сложную и изменчивую структуру. Изменения структуры, такие, как появление или исчезновение ядер, образование общей полутени, слияние ядер и пятен, приводят к изменению в картине лучевых скоростей, т. е. в движении вещества в группе пятен. Основная закономерность заключается в том, что эффект Эвершéда возникает и исчезает вместе с появлением и исчезновением ядер (пятен). Он проявляется вне зависимости от того, отдельное ли это ядро с полутенью (пятно) или несколько ядер в одной полутени. В последнем случае эффект Эвершеда наблюдается у каждого ядра, если оно не настолько относительно малó, чтобы замаскировываться эффектом от больших ядер. Эвершедовская скорость тем больше, чем больше размер ядра (пятна).

2. Наблюдения лучевых скоростей в линиях разной интенсивности показывают на увеличение радиальной скорости с глубиной в пятне. Этот же результат получается из рассмотрения изменения максимальной радиальной скорости $u_{макс}$ по данной линии с расстоянием пятна от центра диска.

3. Градиент скорости $u_{макс}$ с глубиной зависит от размеров пятна, а именно: большие пятна имеют большие градиенты.

4. Величина наклона кривой ($u_{макс}$, расстояние ядра (пятна) от центра диска) зависит от интенсивности линии, по которой определяются скорости. Для более слабых линий она идет круче (см. фиг. 5), что говорит о существовании значительного градиента скорости по глубине в пятне.

Апрель 1966 г.

Литература

1. J. Evershed. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1910, **70**, N 3, 217.
2. Ch. E. St. John. Astrophys. J., 1913, **37**, 322.
3. G. Abetti. Oss. Mem. R. Obs. Astr. Arcetri, 1932, **50**, 47.
4. T. P. Kinman. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1952, **112**, N 4, 425.
5. T. P. Kinman. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1953, **113**, N 5, 613.
6. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **23**, 253.
7. R. Servajean. Ann. Astrophys., 1961, **24**, 1.
8. P. Maltby. Astrophys. Norvegica, 1964, 8, N 8, 205.
9. Р. Н. Ихсанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **35**, 000.
10. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **19**, 3.
11. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **23**, 184.
12. Г. В. Куклин, В. Е. Степанов. Солнечные данные, 1963, № 1.
13. Сб. «Солнце», под ред. Дж. Койпера, ИЛ, 1957.
14. H. von Klüber. Zs. Astrophys., 1947, **24**, 159.
15. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **24**, 281.
16. В. Е. Степанов, С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **28**, 194.
17. Солнечные данные, 1963, № 9.
18. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 3.
19. С. И. Гопасюк, А. Б. Северный. Солнечные данные, 1965, № 1.
20. Магнитные поля солнечных пятен за 16—30.IX 1963 г.
21. R. Michard. Ann. Astrophys., 1951, **14**, 101.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

УЧЕТ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ В ТЕОРИИ ОБРАЗОВАНИЯ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д. Н. Рачковский

Рассматривается образование линии поглощения с аномальным эффектом Зеемана в полубесконечной атмосфере с однородным магнитным полем. Отношение коэффициента поглощения в линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре полагается постоянным. Принимается, что функция источника линейно зависит от оптической глубины в линии. Учитывается чисто когерентное по частоте рассеяние излучения в линии. В матрице поглощения учитываются члены, соответствующие аномальной дисперсии.

Показано, что решение задачи сводится к решению системы интегральных уравнений, которая является обобщением интегрального уравнения для функций φ В. А. Амбарцумяна [5]. Полученная система интегральных уравнений легко может быть решена численно методом последовательных приближений на электронной вычислительной машине.

THE REDUCTION FOR ANOMALOUS DISPERSION IN THE THEORY OF ABSORPTION LINE FORMATION IN A MAGNETIC FIELD, by *D. N. Rachkovsky*.— The formation of absorption lines with an anomalous Zeeman effect in a semifinite atmosphere with a uniform magnetic field is considered. A constant ratio of the absorption coefficient in a line to the absorption in the continuous spectrum is assumed and a linear dependence of the source function on optical depth adopted. Purely coherent radiative scattering in a line with frequency is taken into account and also the terms corresponding to anomalous dispersion in the absorption matrice.

It is shown that the solution of the problem is reduced to the solution of a system of equations, which is a generalization of the integral equation for the Ambartsumian φ function [5]. The system of integral equations can easily be solved numerically by the method of successive approximations using an electron computer.

Влияние учета аномальной дисперсии в зеемановских компонентах линии на поляризационные характеристики излучения было впервые изучено в [1]. Однако в [1] учитывались лишь процессы истинного поглощения, процессы рассеяния излучения внутри линии не рассматривались. Поэтому представляет интерес решить задачу образования линии поглощения в присутствии магнитного поля в наиболее общем виде — с учетом явления аномальной дисперсии и рассеяния излучения. Как и в [2, 3], рассматривается лишь полубесконечная атмосфера с однородным магнитным полем и постоянным отношением коэффициента поглощения в линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре.

Будем предполагать, что рассеяние излучения внутри линии происходит чисто когерентно. В [3] было показано, что матрицу рассеяния в этом случае можно представить в виде

$$\hat{S}(\gamma, \gamma') = \frac{3}{32\pi} \sum_j \hat{\beta}_j(\gamma)\, \tilde{\beta}_j(\gamma'). \tag{1}$$

Индекс j в (1) зависит от числа подуровней, на которые расщепляется в магнитном поле верхний уровень рассматриваемой линии. γ' и γ — соот-

$$
(\widehat{1+\alpha}) = \begin{vmatrix}
1+\eta_0 \sin^2\gamma + \frac{\cos^2\gamma}{2}(\eta_1+\eta_2) & 0 & \frac{\cos\gamma}{2\sqrt{2}}(\eta_2-\eta_1) & \frac{\cos\gamma}{\sqrt{2}}(\delta_2-\delta_1) \\
0 & 1+\frac{\eta_1+\eta_2}{2} & \frac{\cos\gamma}{2\sqrt{2}}(\eta_2-\eta_1) & -\frac{\cos\gamma}{\sqrt{2}}(\delta_2-\delta_1) \\
\frac{\cos\gamma}{2\sqrt{2}}(\eta_2-\eta_1) & \frac{\cos\gamma}{2\sqrt{2}}(\eta_2-\eta_1) & 1+\frac{\sin^2\gamma}{2}\eta_0+\frac{1+\cos^2\gamma}{4}(\eta_2+\eta_1) & -\frac{\sin^2\gamma}{2}(2\delta_0-\delta_1-\delta_2) \\
\frac{\cos\gamma}{\sqrt{2}}(\delta_1-\delta_2) & \frac{\cos\gamma}{\sqrt{2}}(\delta_2-\delta_1) & \frac{\sin^2\gamma}{2}(2\delta_0-\delta_1-\delta_2) & 1+\frac{\sin^2\gamma}{2}\eta_0+\frac{1+\cos^2\gamma}{4}(\eta_2+\eta_1)
\end{vmatrix} . \quad (3)
$$

Матрица

$$
(\widehat{1+\varepsilon\eta}) = \begin{vmatrix}
1+\varepsilon\left(\eta_0\sin^2\gamma+\frac{\cos^2\gamma}{2}(\eta_2+\eta_1)\right) & 0 & \frac{\cos\gamma}{2\sqrt{2}}(\eta_2-\eta_1) & 0 \\
0 & 1+\varepsilon\frac{\eta_2+\eta_1}{2} & \frac{\cos\gamma}{2\sqrt{2}}(\eta_2-\eta_1) & 0 \\
\frac{\cos\gamma}{2\sqrt{2}}(\eta_2-\eta_1) & \frac{\cos\gamma}{2\sqrt{2}}(\eta_2-\eta_1) & 1+\varepsilon\left(\frac{\sin^2\gamma}{2}\eta_0+\frac{1+\cos^2\gamma}{4}(\eta_2+\eta_1)\right) & 0 \\
0 & 0 & 0 & 1+\varepsilon\left(\frac{\sin^2\gamma}{2}\eta_0+\frac{1+\cos^2\gamma}{4}(\eta_2+\eta_1)\right)
\end{vmatrix} . \quad (4)
$$

ветственно углы падения и рассеивания кванта с направлением магнитного поля. Характеризуя излучение в параметрах Стокса I, I', V, U, запишем уравнение переноса излучения

$$\cos\theta \frac{d}{d\tau} \bar{I}_1 = (1+\alpha)\bar{I}_1 - (1-\varepsilon)\int\limits_{4\pi} \hat{S}(\gamma, \gamma')\bar{I}_1' d\omega' - \frac{1}{2}(1+\beta_0\tau)\widehat{(1+\varepsilon\eta)}\bar{B}_0. \tag{2}$$

В (2) параметры аномальной дисперсии входят лишь в матрицу $\widehat{(1+\alpha)}$, эта матрица была получена в [4] [см. (3) и (4)].

$$\bar{B}_0 = \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} \cdot B_0. \tag{5}$$

Преобразование, диаганализующее матрицу (3), комплексно и дается соотношением

$$\hat{L} = \frac{1}{|D^2-1|} \begin{vmatrix} DD^* & 1 & \frac{i}{\sqrt{2}}(D-D^*) & \frac{-1}{\sqrt{2}}(D+D^*) \\ 1 & DD^* & \frac{i}{\sqrt{2}}(D^*-D) & \frac{-1}{\sqrt{2}}(D+D^*) \\ -iD & -iD^* & \frac{1}{\sqrt{2}}(DD^*-1) & \frac{i}{\sqrt{2}}(1+DD^*) \\ -iD^* & -iD & \frac{1}{\sqrt{2}}(1-DD^*) & \frac{i}{\sqrt{2}}(1+DD^*) \end{vmatrix}. \tag{6}$$

Преобразование $\hat{L}$ определяет некоторую другую систему параметров Стокса. Обозначим через $\bar{I}_1$ и $\bar{I}_+$ соответственно старую и новую систему параметров Стокса. Связь между этими системами дается соотношениями

$$\bar{I}_+ = \hat{L}\bar{I}_1, \quad \bar{I}_1 = \hat{L}^{-1}\bar{I}_+. \tag{7}$$

Преобразование L^{-1} имеет вид

$$\hat{L}^{-1} = \frac{1}{|D^2-1|} \begin{vmatrix} DD^* & 1 & -iD & -iD^* \\ 1 & DD^* & -iD^* & -iD \\ \frac{i}{\sqrt{2}}(D-D^*) & \frac{i}{\sqrt{2}}(D^*-D) & \frac{1}{\sqrt{2}}(DD^*-1) & \frac{1}{\sqrt{2}}(1-DD^*) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(D+D^*) & \frac{1}{\sqrt{2}}(D+D^*) & \frac{-1}{\sqrt{2}}(1+DD^*) & \frac{-i}{\sqrt{2}}(1+DD^*) \end{vmatrix}, \tag{8}$$

$$D = i\,\frac{\frac{\sin^2\gamma}{2}(2s_0-s_1-s_2) + \sqrt{\frac{\sin^4\gamma}{4}(2s_0-s_1-s_2)^2 + (s_1-s_2)^2\cos^2\gamma}}{(s_1-s_2)\cos\gamma} \tag{9}$$

и

$$s_k = \eta_k + 2i\delta_k, \quad k = 1, 2, 0. \tag{10}$$

Величины η_k, δ_k равны соответственно величинам σ_k, δ_k [4], деленным на коэффициент поглощения в непрерывном спектре.

В системе параметров $\bar{I}_+$ уравнения переноса излучения имеют вид

$$\cos\theta \frac{d}{d\tau}\bar{I}_+ = \widehat{(1+\eta)}\bar{I}_+ - \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi}\int\limits_{4\pi}\sum_j \hat{\beta}_j^+(\gamma)\tilde{\beta}_j^+(\gamma')\bar{I}_+' d\omega' - \\ - \frac{1}{2}(1+\beta_0\tau)\widehat{(1+\varepsilon\eta)}\hat{L}\bar{B}_0. \tag{11}$$

Здесь

$$\widehat{(1+\eta)} = \begin{vmatrix} 1+\eta_+ & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1+\eta_- & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1+\frac{1}{2}(s_+ + s_-^*) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1+\frac{1}{2}(s_+^* + s_-) \end{vmatrix}, \tag{12}$$

где

$$s_\pm = \eta_\pm + 2i\delta_\pm = \frac{1}{2}\Big\{s_1 + s_2 + \frac{\sin^2\gamma}{2}(2s_0 - s_1 - s_2) \pm$$

$$\pm\sqrt{\frac{\sin^4\gamma}{4}(2s_0 - s_1 - s_2)^2 + \cos^2\gamma\,(s_1 - s_2)^2}, \tag{13}$$

$$\hat{\beta}_j^+(\gamma) = \hat{\mathrm{L}}\hat{\beta}_j(\gamma). \tag{14}$$

ПРИНЦИП ВЗАИМНОСТИ

Будем считать, что среда оптической глубины τ_0 освещается под углом (θ_1, φ_1) потоком интенсивности $\bar{I}_{+1}$. Интенсивность рассеянного вверх излучения в направлении (θ_2, φ_2) будет

$$\bar{I}_{+2} = (1-\varepsilon)\cos\theta_1\hat{\rho}\,(\theta_2, \varphi_2;\ \pi-\theta_1)\,\bar{I}_{+1}(\pi-\theta_1, \varphi_1). \tag{15}$$

Меняя направления падающего и рассеянного луча, получаем

$$\bar{I}_{+2} = (1-\varepsilon)\cos\theta_2\hat{\rho}\,(\theta_1, \varphi_1;\ \pi-\theta_2, \varphi_2)\,\bar{I}_{+1}(\pi-\theta_2, \varphi_2). \tag{16}$$

Учитывая, что для матриц $\hat{\beta}_j^+(\gamma)$ выполняется соотношение

$$\hat{\beta}_j^+(\gamma) = \hat{\mathrm{i}}\,\hat{\beta}_j^+(\pi-\gamma), \tag{17}$$

где

$$\hat{\mathrm{i}} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{vmatrix} \tag{18}$$

методом, аналогичным примененному в [2], можно показать, что

$$\hat{\rho}_2(\theta_1, \varphi_1;\ \theta_2, \varphi_2) = \tilde{\rho}_2(\theta_2, \varphi_2;\ \theta_1, \varphi_1), \tag{19}$$

где

$$\hat{\rho}_2(\theta_1, \varphi_1;\ \theta_2, \varphi_2) = \hat{\rho}(\theta_1, \varphi_1;\ \pi-\theta_2, \varphi_2)\,\hat{\imath}. \tag{20}$$

ДИФФУЗНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ОТ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ СРЕДЫ

Уравнение переноса излучения имеет тот же вид, что и (34) [2]:

$$\cos\theta\frac{d}{d\tau}\bar{I}_+ = \widehat{(1+\eta)}\,\bar{I}_+ + \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi}\int\limits_{4\pi}\sum_j \hat{\beta}_j^+(\gamma)\tilde{\beta}_j^+(\gamma')\,\bar{I}_+'\,d\omega' -$$

$$-\frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi}\sum_j \hat{\beta}_j^+(\gamma)\,\tilde{\beta}_j^+(\pi-\gamma_0)\,\hat{\xi}\Big(\frac{\tau}{\cos\theta_0}\Big)\,\bar{I}_{+0}, \tag{21}$$

где

$$\hat{\xi}(z)=\begin{vmatrix} \exp[-(1+\eta_+)z] & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \exp[-(1+\eta_-)z] & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \exp\left[-\left(1+\frac{1}{2}(s_+ + s_-^*)z\right]\right. & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \exp\left[-\left(1+\frac{1}{2}(s_+^* + s_-)z\right]\right. \end{vmatrix}. \quad (22)$$

Поэтому имеем

$$I_+(\theta_2, \varphi_2) = (1-\varepsilon)\cos\theta_0\,\hat{\rho}(\theta_2, \varphi_2;\ \pi-\theta_0, \varphi_0)\,\bar{I}_{+0}, \quad (23)$$

$$\hat{\rho}_{2;\,i,\,k} = \frac{\sum\limits_j \varphi_{j,\,i,\,l}(\gamma)\,\varphi_{j;\,k,\,l}(\gamma_0)}{\cos\theta_0(1+\eta_i(\gamma)) + \cos\theta(1+\eta_k(\gamma))}\,\frac{3}{32\pi}, \quad (24)$$

$$\hat{\varphi}_j(\gamma) = \hat{\beta}_j^+(\gamma) + (1-\varepsilon)\cos\theta\int\limits_{2\pi}\hat{\rho}_2(\theta, \theta')\,\hat{\beta}_j^+(\gamma')\,d\omega'. \quad (25)$$

Уравнение (25) является обобщением интегрального уравнения для функции φ, полученного впервые В. А. Амбарцумяном [5].

КОНТУР ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Применяя тот же метод, что и в [2], получаем

$$I_+(0, \theta') = \frac{1}{2}\left\{\hat{\mathrm{L}} + \beta_0\mu\left(\frac{\hat{1}}{1+\eta}\right)\hat{\mathrm{L}} - (1-\varepsilon)\int\limits_{2\pi}\hat{\rho}(\theta, \pi-\theta')\,\mu' \times \right.$$
$$\left. \times\left(\hat{\mathrm{E}} + \beta_0\mu'\left(\frac{\hat{1}}{1+\eta'}\right)\hat{\mathrm{L}}'d\omega'\right\}\bar{B}_0. \quad (26)$$

При неучете рассеяния в линии $\varepsilon = 1$ и

$$\bar{I}_+^{(1)} = \frac{1}{2}\left\{\hat{\mathrm{L}} + \beta_0\cos\theta\left(\frac{\hat{1}}{1+\eta}\right)\hat{\mathrm{L}}\right\}\bar{B}_0. \quad (27)$$

Поэтому (26) можно записать

$$\bar{I}_+(0, \theta, \varphi) = \bar{I}_+^{(1)}(0, \theta, \varphi) - \frac{1-\varepsilon}{2}\times$$
$$\times\left\{\int\limits_{2\pi}\hat{\rho}(\theta, \varphi;\ \pi-\theta', \varphi')\cos\theta'\left(\hat{\mathrm{E}} + \cos\theta'\,\beta_0\left(\frac{\hat{1}}{1+\eta'}\right)\hat{\mathrm{L}}'d\omega'\right\}\bar{B}_0. \quad (28)$$

Переходя к параметрам I, Q, V, U, получаем для $\bar{I}_+^{(1)}(0, \theta, \varphi)$

$$\frac{I}{B_0} = 1 + \beta_0\cos\theta\,\frac{\eta_{\mathrm{I}}(\eta_{\mathrm{I}}^2 + l^2)}{\eta_{\mathrm{I}}^2(\eta_{\mathrm{I}}^2 + l^2 - m^2) - \alpha^2},$$

$$\frac{Q}{B_0} = -\beta_0\cos\theta\,\frac{\sin^2\gamma}{4}\,\frac{\eta_{\mathrm{I}}^2(2\eta_0 - \eta_1 - \eta_2) + 2\alpha(2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2)}{\eta_{\mathrm{I}}^2(\eta_{\mathrm{I}}^2 + l^2 - m^2) - \alpha^2},$$

$$\frac{V}{B_0} = -\beta_0\cos\theta\,\frac{\cos\gamma}{2}\,\frac{\eta_{\mathrm{I}}^2(\eta_2 - \eta_1) + 2\alpha(\delta_2 - \delta_1)}{\eta_{\mathrm{I}}^2(\eta_{\mathrm{I}}^2 + l^2 - m^2) - \alpha^2}, \quad (29)$$

$$\frac{U}{B_0} = \beta_0\cos\theta\,\frac{\eta_{\mathrm{I}}\beta}{\eta_{\mathrm{I}}^2(\eta_{\mathrm{I}}^2 + l^2 - m^2) - \alpha^2},$$

где

$$\eta_{\mathrm{I}} = 1 + \frac{\sin^2\gamma}{2}\eta_0 + \frac{1}{4}(1+\cos^2\gamma)(\eta_1+\eta_2),$$

$$l^2 = \frac{1}{4}\sin^4\gamma\,(2\delta_0-\delta_1-\delta_2)^2 + \cos^2\gamma\,(\delta_2-\delta_1)^2,$$

$$\alpha = \frac{1}{2}\cos^2\gamma\,(\eta_2-\eta_1)(\delta_2-\delta_1) + \frac{1}{8}\sin^4\gamma\,(2\eta_0-\eta_1-\eta_2)(2\delta_0-\delta_1-\delta_2),$$

$$\beta = \frac{1}{4}\cos\gamma\,\sin^2\gamma\,\{(2\delta_0-\delta_1-\delta_2)(\eta_2-\eta_1)-(2\eta_0-\eta_1-\eta_2)(\delta_2-\delta_1)\},$$

$$m^2 = \frac{1}{16}\sin^4\gamma\,(2\eta_0-\eta_1-\eta_2)^2 + \cos^2\gamma\,(\eta_2-\eta_1)^2.$$

Формулы (29) были выведены в [1] применением принципа инвариантности для выходящего излучения непосредственно к уравнению (2).

Численные расчеты по выражению (28) будут проведены в дальнейшем.

Май 1966 г.

Литература

1. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, 259.
2. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 9.
3. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 3.
4. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 27, 148.
5. В. А. Амбарцумян. Докл. АН СССР, 1943, 38, № 8.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

ИЗУЧЕНИЕ ЭМИССИИ ЛИНИЙ МЕТАЛЛОВ В УСАХ НА ДИСКЕ

А. Н. Коваль

В свечении линий металлов в усах обнаруживаются следующие особенности:

а) линии с большими роуландовскими интенсивностями, образующиеся довольно высоко в атмосфере Солнца, имеют протяженные двусторонние усы;

б) у многих из этих линий наблюдается синяя асимметрия, и чем слабее линия, тем асимметрия выражена сильнее; асимметрия особенно сильно выражена в начале развития усов, а затем уменьшается;

в) линии с меньшими роуландовскими интенсивностями, образующиеся глубже в атмосфере Солнца, имеют односторонний короткий синий ус;

г) наблюдается аномальное свечение линий Na (D_1, D_2) и Mg (b_1, b_2, b_3).

Построены фотометрические контуры эмиссии усов в линиях металлов и водорода и исследован механизм расширения. Хорошее согласие с наблюдениями дает допплеровское распределение эмиссии в усах. Величины отношения $\Delta\lambda_D/\lambda$ и полученные из него «турбулентные» скорости различны для водорода и металлов и показывают увеличение скорости с высотой.

Характер свечения линий металлов в усах, по-видимому, указывает на тот факт, что явление усов имеет некоторую стратификацию по высоте.

AN INVESTIGATION OF METALLIC EMISSION LINES IN MOUSTACHES ON THE DISK, by *A. N. Koval.*— Metallic line emission in moustaches has the following peculiarities:

a). Lines with high Rowland intensities, formed at rather great heights in the solar atmosphere, have extended two-sided moustaches.

b). Many of these lines show blue asymmetry, which is the more pronounced the weaker the line. The asymmetry is very pronounced at the initial stage of development of moustaches and later decreases.

c). Lines with lower Rowland intensities, which form in lower depths of the solar atmosphere, have a one-sided short blue moustache.

d). Anomalous Na (D_1, D_2) and Mg (b_1, b_2, b_3) line emission is observed.

Photometric emission profiles of moustaches in metallic and hydrogen lines are obtained and the broadening mechanism investigated. A Doppler emission distribution in moustaches is in good agreement with observations. The $\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$ ratio and the derived «turbulent» velocities are different for hydrogen and the metals and indicate a velocity increase with height.

The character of line emission in moustaches apparently indicates that the moustache phenomenon is somewhat stratified with height.

Для изучения эмиссии усов и вспышек в разных линиях очень важно получить одновременные наблюдения в этих линиях, так как вспышки и особенно усы развиваются очень быстро, и одновременные наблюдения обязательны для сравнения поведения различных линий.

Спектрограф башенного солнечного телескопа (БСТ) с эшеле позволяет одновременно получить спектр в интервале длин волн λλ3200—6700 Å с некоторыми недодержками в ультрафиолетовой и далекой красной частях.

На БСТ получено большое число спектрограмм усов с эшеле. Многие из них показывают наличие эмиссии в линиях металлов. Для изучения были выбраны спектрограммы усов на диске с яркой эмиссией в линиях металлов: 29.VII 1959 г. (пластинки 3335, 3336) и 3.IX 1960 г. (пластинки 3551, 3552).

29.VII 1959 г. усы возникли в большой группе пятен, которая 25.VII появилась на восточном краю диска Солнца. Группа была очень активна: в ней неоднократно появлялись усы, вспышки, яркие выбросы. 29.VII 1959 г. группа состояла из трех больших пятен, в полутени которых наблюдалось много ядер, и большого числа мелких пятен. Группа к этому времени еще не достигла максимального развития. Усы возникли на краю полутени пятна на расстоянии $\rho \approx 0{,}51$ от центра диска. Спектрограммы усов получены при очень хороших изображениях Н. В. Стешенко и Н. Н. Петровой в 7^h20^m и в 7^h21^m (московское время).

Для исключения влияния атмосферной рефракции в утренние часы спектр усов был снят с дополнительной зеркальной системой перед щелью спектрографа, ориентирующей направление атмосферной дисперсии вдоль щели.

Усы видны в линиях водорода от H_α до H_ε. В линии H_α усы очень слабые, еле видны при визуальном просмотре. В линии H_β усы ярче и протяженнее. Наиболее ярки усы в линии H_γ, в линии H_δ яркость усов примерно такая же, как в H_β. Усы накладываются на узкую нить непрерывной эмиссии, которая очень слаба в области H_α — H_β. В области H_γ и H_δ полоска непрерывной эмиссии отчетливо видна, и контраст ее увеличивается в фиолетовую сторону спектра.

В линиях H и K Ca^+ усы существенно у́же, чем в водородных линиях. Часто о протяженности усов в линиях H и K на диске трудно судить из-за наложения на эмиссию усов нитей непрерывной эмиссии, которая довольно ярка в этой области спектра. Особенно это относится к тем случаям, когда спектрограммы усов получены с дифракционной решеткой и в области H и K получается только небольшой участок спектра. Когда непрерывная эмиссия отсутствует или слабая, ясно видно, что эмиссия усов в H и K Ca^+ намного у́же, чем в линиях водорода. Только в некоторых случаях протяженность усов в линиях H и K примерно такая же, как в водородных. В [1] было указано, что в некоторых усах эмиссия в H и K Ca^+ имеет небольшую протяженность. При просмотре спектрограмм усов найдено, что в 70% усов эмиссия в H и K заметно короче, чем в линиях водорода, а для 30% сравнима с протяженностью эмиссии в линиях водорода. Известно, что во вспышках линии H и K Ca^+, как правило, довольно узкие по сравнению с водородными линиями. Для усов мы наблюдаем аналогичную картину.

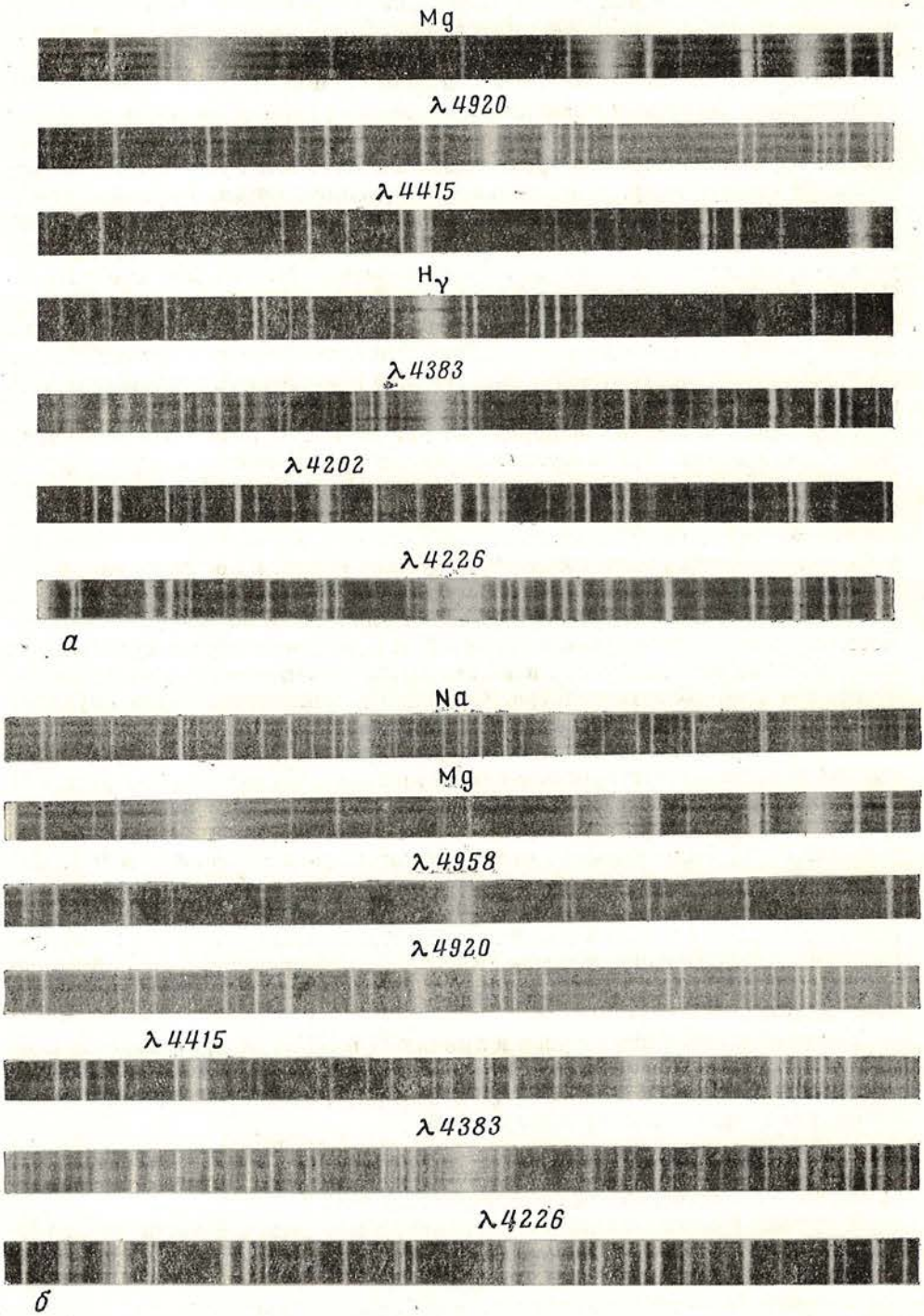
Таким образом, ширины усов в линиях H и K Ca^+ не противоречат наблюдениям А. Б. Северного [2], показавшего, что наиболее широкие крылья, возникающие во flash phase вспышки, состоят из тесного скопления усов различной протяженности.

Усы видны у многих линий металлов (фиг. 1). Вид эмиссии различен у разных линий. По характеру эмиссии линии можно разбить на несколько групп, схематически представленных на фиг. 2.

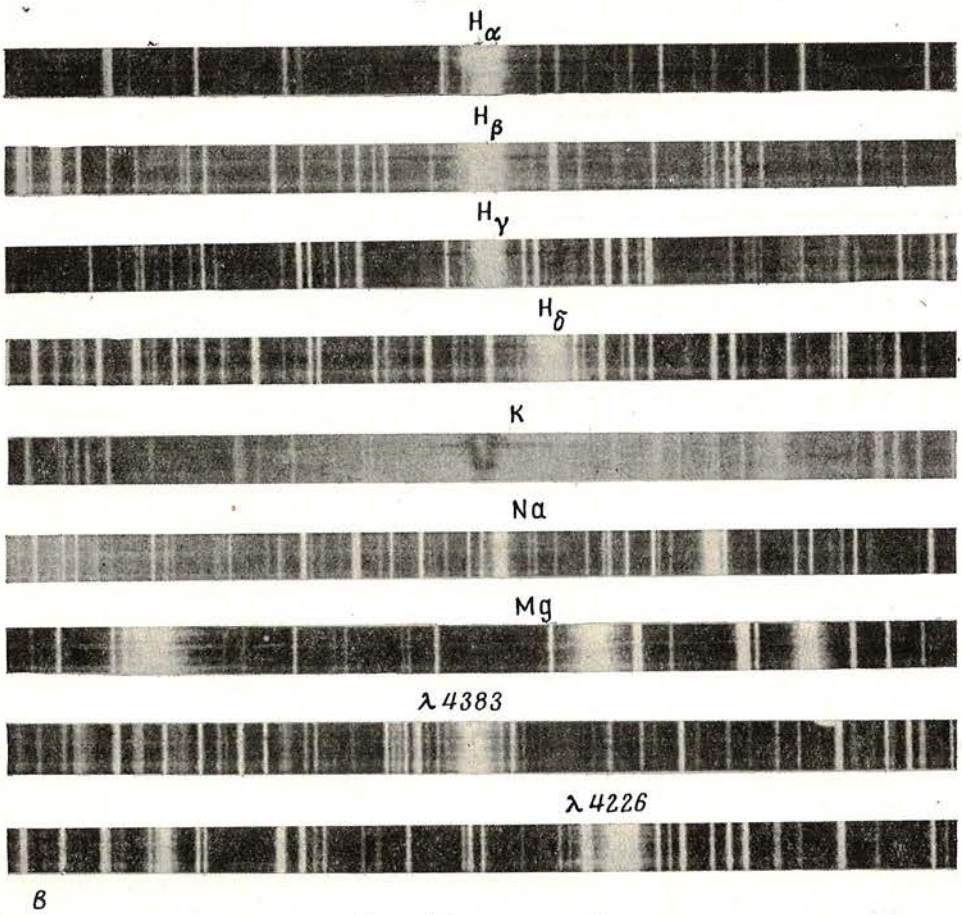
К группе *I* относятся линии металлов, в которых наблюдаются протяженные двусторонние усы, подобные тем, которые обычно наблюдаются в линиях водорода.

К группе *II* — линии металлов, в которых наблюдаются непротяженные двусторонние усы.

К группе *III* — линии, в которых наблюдается непротяженный ус только с синей стороны. У некоторых из этих линий имеется также эмиссия с красной стороны, расположенная несколько в другом месте, чем эмиссия усов.

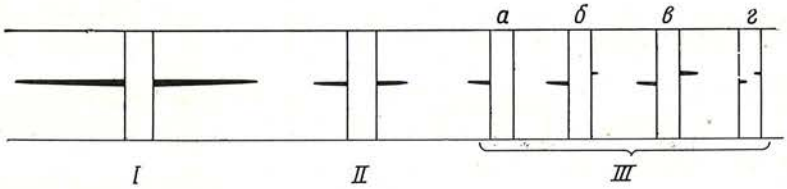


Фиг. 1. Спектры усов на диске 29.VII 1959 г. [пластинки 3335 (*а*), 3336 (*б*)] и усов 3.IX 1960 г. [пластинка 3551 (*в*)]



Фиг. 1 (продолжение)

В табл. 1 приводится список линий групп *I* и *II*, наблюденных в спектре усов, на пластинке 3335. В столбцах таблицы помещены следующие данные: 1) номер по порядку, 2) длина волны λ по каталогу Роуланда [3], 3) элемент, 4) и 5) потенциалы возбуждения нижнего и верхнего уровней



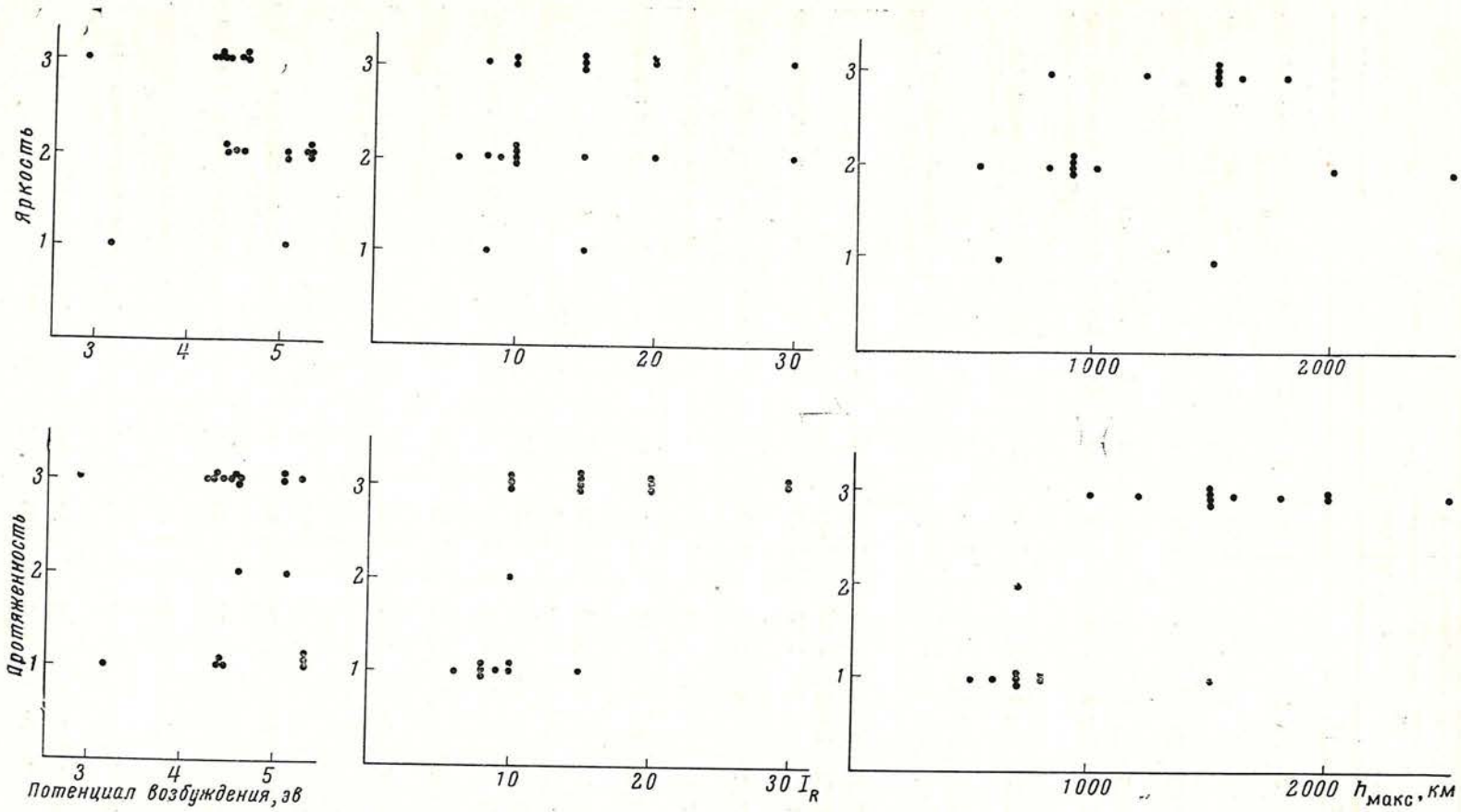
Фиг. 2. Схематическое изображение вида эмиссии в различных группах линий металлов в спектре усов 29.VII 1959 г.

(по Ш. Мур [4]), 6) интенсивность линий по Роуланду, 7 и 8) интенсивность и высота свечения линий в спектре хромосферы по С. Митчеллу [5]. В последней графе даны примечания о характере эмиссии.

Рассмотрим сначала линии, в которых видны двусторонние усы (группы *I* и *II*). На фиг. 3 представлена зависимость яркости и протяженности усов от потенциала возбуждения верхнего уровня, роуландовской интенсивности линий I_R и высоты свечения линий в спектре хромосферы $h_{макс}$.

Таблица 1

№ п/п	λ, Å	Элемент	Потенциал возбуждения, эв		I_R	$I_{хр}$	$h_{макс}$, км	Примечания
			нижний	верхний				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	5269,54	Fe I	0,86	3,20	8	15	600	Короткие, синий существенно ярче
2	5183,60	Mg I	2,70	5,09	30	40	2500	Протяженные, средней яркости, синий ярче
3	5172,68	Mg I	2,70	5,09	20	30	2000	То же
4	5167,32	Mg I	2,70	5,09	15	18	1500	Средней протяженности, слабые по яркости, синий существенно ярче
5	4920,52	Fe I	2,82	5,33	10	10	500	Непротяженные, средней яркости, синий ярче
6	4415,14	Fe I	1,60	4,40	8	8	800	Усы непротяженные, яркие, синий существенно ярче
7	4404,78	Fe I	1,55	4,35	10	12	1200	Яркие, протяженные, синий и красный практически одинаковой яркости
8	4383,55	Fe I	1,48	4,29	15	15	1600	То же
9	4325,80	Fe I	1,60	4,45	10	15	1500	»
10	4271,80	Fe I	1,48	4,37	15	15	1500	»
11	4271,17	Fe I	2,44	5,33	6	6	800	Непротяженные, средней яркости, синий ярче
12	4260,52	Fe I	2,39	5,29	10	10	1000	Протяженные, средней яркости, синий ярче
13	4250,82	Fe I	1,55	4,45	9	10	900	Непротяженные, средней яркости, синий ярче
14	4235,85	Fe I	2,41	5,33	10	10	900	То же
15	4226,78	Ca I	0,00	2,92	20	40	5000	Яркие, протяженные, практически одинаковой яркости
16	4202,03	Fe I	1,48	4,42	8	10	900	Непротяженные, средней яркости, синий существенно ярче
17	4143,88	Fe I	1,55	4,53	15	10	—	Протяженные, средней яркости
18	4132,08	Fe I	1,60	4,59	10	8	900	Средней протяженности и средней яркости, синий ярче
19	4071,76	Fe I	1,60	4,63	15	15	1500	Яркие, протяженные, синий и красный практически одинаковой яркости
20	4063,60	Fe I	1,55	4,59	20	20	1500	То же
21	4045,83	Fe I	1,60	4,63	30	30	1800	»
22	4274,80	Cr I	0,00	2,89	9	20	1500	О протяженности и яркости трудно судить из-за наложения полоски непрерывной эмиссии
23	4254,32	Cr I	0,00	1,90	8	25	1500	То же



Фиг. 3. Зависимость яркости и протяженности усов от потенциала возбуждения, роуландовской интенсивности линий, высоты свечения в спектре хромосферы для линий группы *I* и *II* (пластинка 3335)

Таблица 2

№ п/п	λ, Å	Элемент	Потенциал возбуждения, *эв*		I_R	$I_{хр}$	$h_{макс}$, *км*	Примечания
			нижний	верхний				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	5895,99	Na I	0,00	2,09	20	20	1500	Средней протяженности, синий ярче
2	5889,98	Na I	0,00	2,10	30	25	1500	Непротяженные усы, синий ярче
3	5328,05	Fe I	0,91	3,23	8	10	500	Слабые короткие усы, синий существенно ярче
4	5269,55	Fe I	0,86	3,20	8	15	600	То же
5	5183,62	Mg I	2,70	5,09	30	40	2500	Яркие, протяженные усы практически одинаковой яркости
6	5172,70	Mg I	2,70	5,09	20	30	2000	Яркие, протяженные усы, синий чуть ярче
7	5167,32	Mg I	2,70	5,09	15	18	1500	То же
8	4957,61	Fe I	2,84	5,33	8	8	600	Непротяженные усы средней яркости, синий ярче
9	4957,31	Fe I	2,80	5,29	5	4	600	То же
10	4920,52	Fe I	2,82	5,33	10	10	500	»
11	4919,00	Fe I	2,85	5,36	6	6	400	Очень слабые, короткие усы, синий ярче
12	4528,62	Fe I	2,17	4,89	9	8	600	Очень короткие, слабые усы, синий ярче
13	4415,14	Fe I	1,60	4,40	8	8	800	Усы яркие, средней протяженности
14	4404,76	Fe I	1,55	4,35	10	12	1200	Яркие, протяженные усы
15	4383,56	Fe I	1,48	4,29	15	15	1600	То же
16	4325,78	Fe I	1,60	4,45	10	15	1500	»
17	4271,78	Fe I	1,48	4,37	15	15	1500	»
18	4271,17	Fe I	2,44	5,33	6	6	800	Слабые непротяженные усы
19	4260,49	Fe I	2,39	5,29	10	10	1000	Средней яркости и средней протяженности
20	4235,85	Fe I	2,41	5,33	10	10	900	Средней яркости и средней протяженности
21	4250,82	Fe I	1,55	4,45	9	10	900	То же
22	4254,32	Cr I	0,00	2,90	8	25	1500	»
23	4202,03	Fe I	1,48	4,42	8	10	900	Непротяженные усы средней яркости
24	4143,88	Fe I	1,55	4,53	15	10		Протяженные усы средней яркости
25	4132,08	Fe I	1,60	4,59	10	8	900	Средней яркости и средней протяженности
26	4071,75	Fe I	1,60	4,63	15	15	1500	Яркие протяженные усы
27	4063,61	Fe I	1,55	4,59	20	20	1500	То же
28	4045,83	Fe I	1,48	4,53	30	30	1800	»

Интенсивность и протяженность эмиссии в отдельных линиях определялась визуально по следующей шкале: 1 — слабая эмиссия, 2 — средней яркости, 3 — яркая; для протяженности: 1 — короткая, 2 — средней протяженности, 3 — протяженная. Эти оценки весьма ориентировочны, так как визуальные определения искажены изменением яркости спектра с длиной волны, влиянием полоски непрерывной эмиссии, яркость которой изменяется вдоль спектра, и др.

Из фиг. 3 видно, что двусторонняя эмиссия наблюдается у линий с различными потенциалами возбуждения верхнего уровня, в основном это линии с потенциалами ~3,2; 4,5 и 5,3 *эв*.

Далее, двусторонние усы наблюдаются у линий с большими значениями роуландовской интенсивности I_R, в основном от 8 до 30. Из табл. 1 видно, что это линии, за исключением нескольких (Mg b_1, b_2, b_3, Ca I 4226,78), или не усилены, или слабо усилены в спектре хромосферы.

Если предположить, что между эффективной глубиной образования линий и их максимальной высотой свечения в хромосфере $h_{макс}$ существует положительная корреляция, то из фиг. 3 видно, что двусторонние усы наблюдаются у линий, образующихся довольно высоко: значения $h_{макс}$ для этих линий находятся в основном в пределах от 600 до 2500 *км*.

У многих из этих линий усы асимметричны: синее крыло существенно ярче красного, так что у некоторых линий эмиссия в красном крыле едва заметна.

Рассмотрим две спектрограммы усов: пластинку 3335, полученную в 7^h20^m, и пластинку 3336, полученную в 7^h21^m. На спектрограмме 3335 наблюдается довольно сильная асимметрия (см. примечания табл. 1). Она сильнее выражена у линий, образующихся глубже (линии с меньшими роуландовскими интенсивностями, меньшими максимальными высотами свечения в хромосфере), и менее выражена у линий, образующихся выше.

У самых сильных линий при визуальном просмотре асимметрия практически незаметна.

В табл. 2 приведен список линий, в которых видны двусторонние усы (группы *I* и *II*), на спектрограмме 3336. В столбцах таблицы помещены те же данные, что и в табл. 1.

Как видно из примечаний табл. 2, асимметрия эмиссии усов на спектрограмме 3336 существенно слабее.

Обращает на себя внимание аномалия свечения линий Mg (b_1, b_2, b_3) и линий Na (D_1, D_2). На спектрограмме 3335 в линиях Na имеется чуть заметная эмиссия с синей стороны. В линиях Mg наблюдается сильная асимметрия, и они слабее линий Fe I с той же роуландовской интенсивностью. На спектрограмме 3336 усы в линиях Na (D_1, D_2) достигают средней яркости и протяженности. В линиях Mg асимметрия усов почти исчезает, и они становятся ярче, в то время как в линиях железа и кальция λ4227 яркость усов уменьшилась.

Аномалия свечения линий Na и Mg наблюдалась также и для вспышки [6], в которой линии D_1 и D_2 Na стали приобретать заметную интенсивность только после максимума вспышки, а линии Mg (b_1, b_2, b_3) ярчали тоже заметно позже других линий.

Рассмотрим теперь линии, у которых в синем крыле наблюдается короткий ус (линии группы *III*).

В табл. 3 приведен список этих линий, в столбцах помещены те же данные, что и в табл. 1. Линии разбиты на подгруппы *а*, *б*, *в*, *г* согласно особенностям эмиссии в этих линиях (см. фиг. 2).

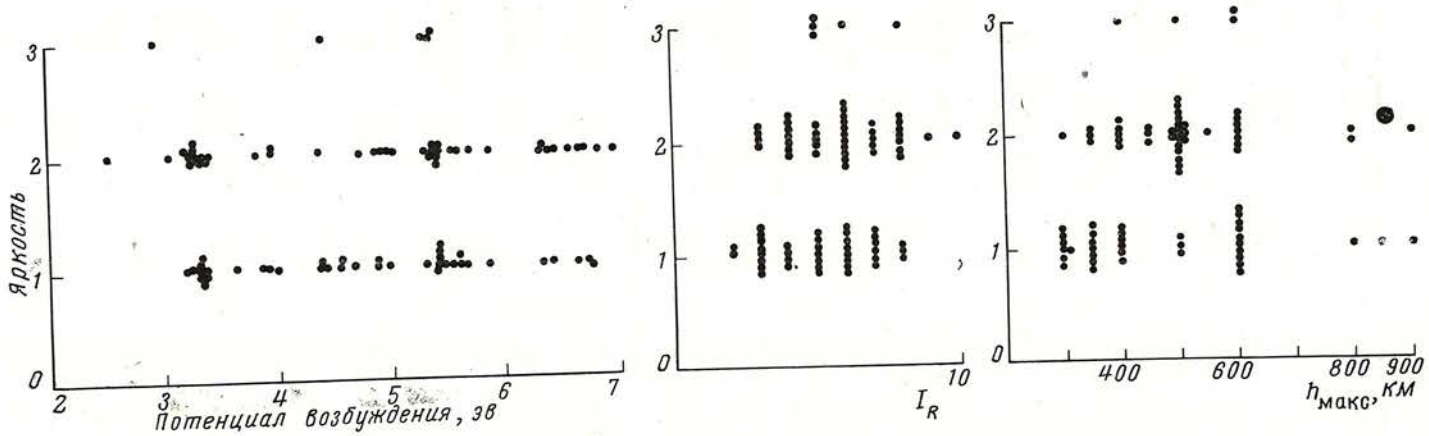
На фиг. 4 представлены те же зависимости, что и для линий с широкой двусторонней эмиссией. Как видно из фиг. 4 и табл. 3, линии, отнесенные к группе *III*, имеют потенциалы возбуждения верхнего уровня от 3 до

Таблица 3

№ п/п	λ, Å	Элемент	Потенциал возбуждения, *эв* нижний	верхний	I_R	$I_{хр}$	$h_{макс}$, *км*	Примечания
1	2	3	4	5	6	7	8	9
			Линии группы III а					
1	6462,57	Fe I—CaI	2,44	4,35	8	10	600	Слабый
2	6230,74	Fe I	2,55	4,53	8	10	600	Слабый
3	5615,76	Fe I	3,32	5,52	6	10	600	»
4	5455,63	Fe I	1,01	3,27	6	12	500	Средней яркости
5	5455,45	Fe I	4,30	6,56	6	12	500	То же
6	5328,10	Fe I	0,91	3,23	8	10	500	»
7	5316,62	Fe II	3,14	5,46	6	30	850	Очень слабый
8	5269,55	Fe I	0,86	3,20	8	15	600	Средней яркости, довольно протяженный
9	5208,45	Cr I	0,94	3,31	5	12	600	Слабый
10	5206,05	Cr I	0,94	3,31	5	8	600	»
11	5139,26	Fe I	2,99	5,39	4	4	500	Средней яркости
12	5041,85	FeI—Ca I			6	5	500	То же
13	5041,75	Fe I	1,48	3,93	6	5	500	»
14	5040,90	Fe I	4,24	6,69	7	4	500	»
15	5018,45	Fe I	3,22	5,68				»
16	5006,12	Fe I	2,82	5,29	5	4	400	Слабый
17	5005,72	Fe I	3,87	6,33	4	3	400	»
18	4957,62	Fe I	2,84	5,33	8	8	600	Яркий, довольно протяженный
19	4957,31	Fe I	2,80	5,29	5	4	600	То же
20	4919,0	Fe I	2,85	5,36	6	6	400	»
21	4891,50	Fe I	2,84	5,36	8	10	600	Средней яркости
22	4890,76	Fe I	2,86	5,39	6	8	600	Слабый
23	4872,15	Fe I	2,87	5,40	4	5	500	Средней яркости
24	4871,32	Fe I	2,85	5,39	5	6	500	То же
25	4611,30	Fe I	3,64	6,31	5	5	450	»
26	4528,62	Fe I	2,17	4,89	9	8	600	»
27	4508,30	Fe II	2,84	5,58	4	12	900	Слабый
28	4494,60	Fe I	2,19	4,93	6	4	600	Средней яркости
29	4415,55	Sc II	0,59	3,39	3	8	800	То же
30	4359,62	Cr I	0,98	3,81	4	6	600	»
31	4337,05	Fe I	1,55	4,40	5	4	500	Яркий
32	4299,28	Fe I	2,41	5,29	4	3	550	Средней яркости
33	4294,17	Fe I	1,48	4,35				То же
34	4250,15	Fe I	2,46	5,36	8	9	900	Средней яркости, довольно протяженный
35	4233,64	Fe I	2,47	5,39	6	3	400	Слабый
36	4215,55	Sr II	0,00	2,93	5	60	6000	Яркий
37	4191,45	Fe I	2,46	5,40	9	9	800	Средней яркости
38	4077,72	Sr II	0,00	3,03	8	80	6000	То же
39	5572,89	Fe I	3,38	5,60	7	8	600	Слабый
40	5420,71	Fe I	0,95	3,23	6	15	600	»
			Линии группы III б					
41	5424,12	Fe I	4,06	6,33	6	6	350	Средней яркости
42	5397,15	Fe I	0,91	3,20	7	7	600	Слабый
43	5270,35	Fe I	1,60	3,94	7	7	500	Средней яркости
44	5051,65	Fe I	0,91	3,35	4	2	600	То же

Таблица 3 (окончание)

№ п/п	λ, Å	Элемент	Потенциал возбуждения, эв		I_R	$I_{хр}$	$h_{макс}$, км	Примечания
			нижний	верхний				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
45	4703,15	Mg I	4,33	6,95	10	6	500	Средней яркости
46	4369,78	Fe I	3,03	5,86	5	4	500	То же
		Линии группы III в						
47	6496,95	Ba II	0,60	2,50	4	20	1500	Средней яркости
48	5565,70	Fe I	4,59	6,81	3	7	500	То же
49	5497,53	Fe I	1,01	3,25	5	8	500	»
50	5487,75	Fe I	4,12	6,37	3	5	350	»
51	5371,46	Fe I	0,95	3,25	7	12	500	»
52	5369,98	Fe I	4,35	6,65	6	5	350	»
53	5364,87	Fe I	4,43	6,73	5	4	300	Слабый
54	5324,19	Fe I	3,20	5,52	7	7	400	Средней яркости
55	5266,50	Fe I	2,99	5,33	6	5	400	То же
56	5264,20	Cr I	0,96	3,31	7	3	350	Слабый
57	5232,95	Fe I	2,93	5,39	7	6	400	»
58	5049,82	Fe I	2,27	4,71	6	3	600	Средней яркости
59	4981,75	Ti I	0,84	3,32	4	3	350	Слабый
60	4934,10	Fe I	4,14	6,64				»
61	4878,20	Fe I	2,87	5,40	7	7	500	»
62	4754,03	Mn I	2,27	4,87	7	5	400	Средней яркости
63	4580,06	Cr I	0,94	3,63	3	4	400	Слабый
64	4454,78	Ca I	1,80	4,66	5	7	800	»
		Линии группы III г						
65	6449,85	Ca I	2,54	4,42	6	6	500	Слабый
66	6252,57	Fe I	2,39	4,37	7	7	500	»
67	5446,86	Fe I	0,99	3,25	8	12	500	Средней яркости
68	5373,70	Fe I	4,45	6,75	2	2	300	Очень слабый
69	5365,40	Fe I	3,56	5,86	3	4	300	То же
70	5341,05	Fe I	1,60	3,91	8	8	450	Слабый
71	5339,94	Fe I	3,25	5,56	6	6	300	Средней яркости
72	5262,23	Ca I	2,51	4,86	4	4	300	Слабый
73	5261,71	Ca I	2,51	4,86	3	1	300	»
74	5250,60	Fe I	2,19	4,54	3	3	350	»
75	5247,57	Cr I	0,96	3,31	2	1	300	»
76	5216,28	Fe I	1,60	3,97	3	5	350	Слабый
77	5215,19	Fe I	3,25	5,62	3	2	300	»
78	5171,61	Fe I	1,48	3,86	6	4	600	»
79	5204,55	Cr I	0,94	3,31	8	7	500	Средней яркости
80	5150,85	Fe I	0,91	3,35	4	3	400	То же
81	5022,24	Fe I	3,97	6,42	3	2	400	»
82	5014,95	Fe I	3,93	6,39	3	2	350	Слабый
83	5012,09	Fe I	0,86	3,32	5	3	400	»
84	4939,70	Fe I	0,86	3,35	3	2	350	»
85	4923,93	Fe II	2,88	5,39	5	30		»
86	4442,35	Fe I	2,18	4,97	6	4	350	»
87	4407,74	Fe I	2,17	4,97	6	3	450	Средней яркости



Фиг. 4. Зависимость яркости от потенциала возбуждения, роуландовской интенсивности линий, высоты свечения в спектре хромосферы для линий группы *III*

Таблица 4

№ п/п	λ, Å	Элемент	Потенциал возбуждения, эв		I_R	$I_{хр}$	$h_{макс}$, км	Примечание
			нижний	верхний				
1	5895,94	Na I	0,00	2,09	20	20	1500	Короткие усы, слабые, синий ярче
2	5889,98	Na I	0,00	2,10	30	25	1500	То же
3	6122,22	Ca I	1,88	3,89	10	10	800	Короткие усы типа Na, средней яркости
4	5328,05	Fe I	0,91	3,23	8	10	500	Усы короткие, типа Na, средней яркости
5	5397,15	Fe [	0,91	3,20	7	7	600	То же
6	5405,79	Fe I	0,99	3,27	6	10	600	Усы короткие, типа Na, слабые
7	5204,55	Cr I	0,94	3,31	8	7	500	Средней яркости и протяженности, синий ярче
8	5206,05	Cr I	0,94	3,31	5	8	600	То же
9	5232,95	Fe I	2,93	5,39	7	6	400	Очень короткие, средней яркости, типа Na
10	5269,55	Fe I	0,86	3,20	8	15	600	Средней яркости, средней протяженности, синий немного ярче
11	5270,35	Fe I	1,60	3,94	7	7	500	То же
12	5167,32	Mg I	2,70	5,09	15	18	1500	Протяженные, средней яркости, синий ярче
13	5172,68	Mg I	2,70	5,09	20	30	2000	То же
14	5183,60	Mg I	2,70	5,09	30	40	2500	»
15	4919,02	Fe I	2,85	5,36	6	6	400	Очень слабые, короткие, синий ярче
16	4920,52	Fe I	2,82	5,33	10	10	500	Слабые, средней протяженности, синий ярче
17	4891,50	Fe I	2,84	5,36	8	10	600	Слабые, средней протяженности
18	4404,78	Fe I	1,55	4,35	10	12	1200	Яркие, протяженные
19	4415,14	Fe I	1,60	4,40	8	8	800	Средней яркости и протяженности, синий ярче
20	4325,80	Fe I	1,60	4,45	10	15	1500	Протяженные, яркие
21	4383,55	Fe I	1,48	4,29	15	15	1600	То же
22	4271,17	Fe I	2,44	5,33	6	6	800	Средней яркости и средней протяженности, синий чуть ярче
23	4271,80	Fe I	1,48	4,37	15	15	1500	Яркие, протяженные
24	4202,03	Fe I	1,48	4,42	8	10	900	Средней яркости и протяженности
25	4226,78	Ca I	0,00	2,92	20	40	5000	Яркие, протяженные
26	4235,85	Fe I	2,41	5,33	10	10	900	Протяженные, средней яркости
27	4250,82	Fe I	1,55	4,45	9	10	900	То же
28	4250,15	Fe I	2,46	5,36	8	9	900	Слабые, средней протяженности
29	4254,32	Cr I	0,00	2,90	8	25	1500	Средней яркости (п. н. э.)
30	4260,49	Fe I	2,39	5,29	10	10	1000	Средней яркости и протяженности
31	4132,08	Fe I	1,55	4,59	10	8	800	То же
32	4143,88	Fe I	1,55	4,53	15	10		»
33	4063,60	Fe I	1,55	4,59	20	20	1500	Яркие, протяженные

Таблица 4 (окончание)

№ п/п	λ, A	Элемент	Потенциал возбуждения, *эв*		I_R	$I_{хр}$	$h_{макс}$, *км*	Примечание
			нижний	верхний				
34	4071,76	Fe I	1,60	4,63	15	15	1500	Яркие, протяженные
35	4045,83	Fe I	1,60	4,63	30	30	1800	То же
36	3944,05	Al I	0,01	3,13	15	25	2000	Средней яркости и протяженности
37	3961,54	Al I	0,00	3,13	20	35	2000	То же
38	3706,11	Ca II	3,11	6,44	9	20	1200	Как будто есть эмиссия (в этой области спектра недодержка)
39	3736,88	Ca II	3,14	6,44	8	40	2000	То же

7 *эв*, большинство из них имеют потенциалы возбуждения ~3,3 и 5,4 *эв*.

Линии с широкой двусторонней эмиссией (группы *I* и *II*) и линии с короткой односторонней эмиссией (группа *III*) имеют одни и те же потенциалы возбуждения верхнего уровня. Яркость и протяженность усов в линиях всех групп не зависят также от потенциала возбуждения. Так что различие в эмиссии разных линий невозможно объяснить действием селективного механизма возбуждения.

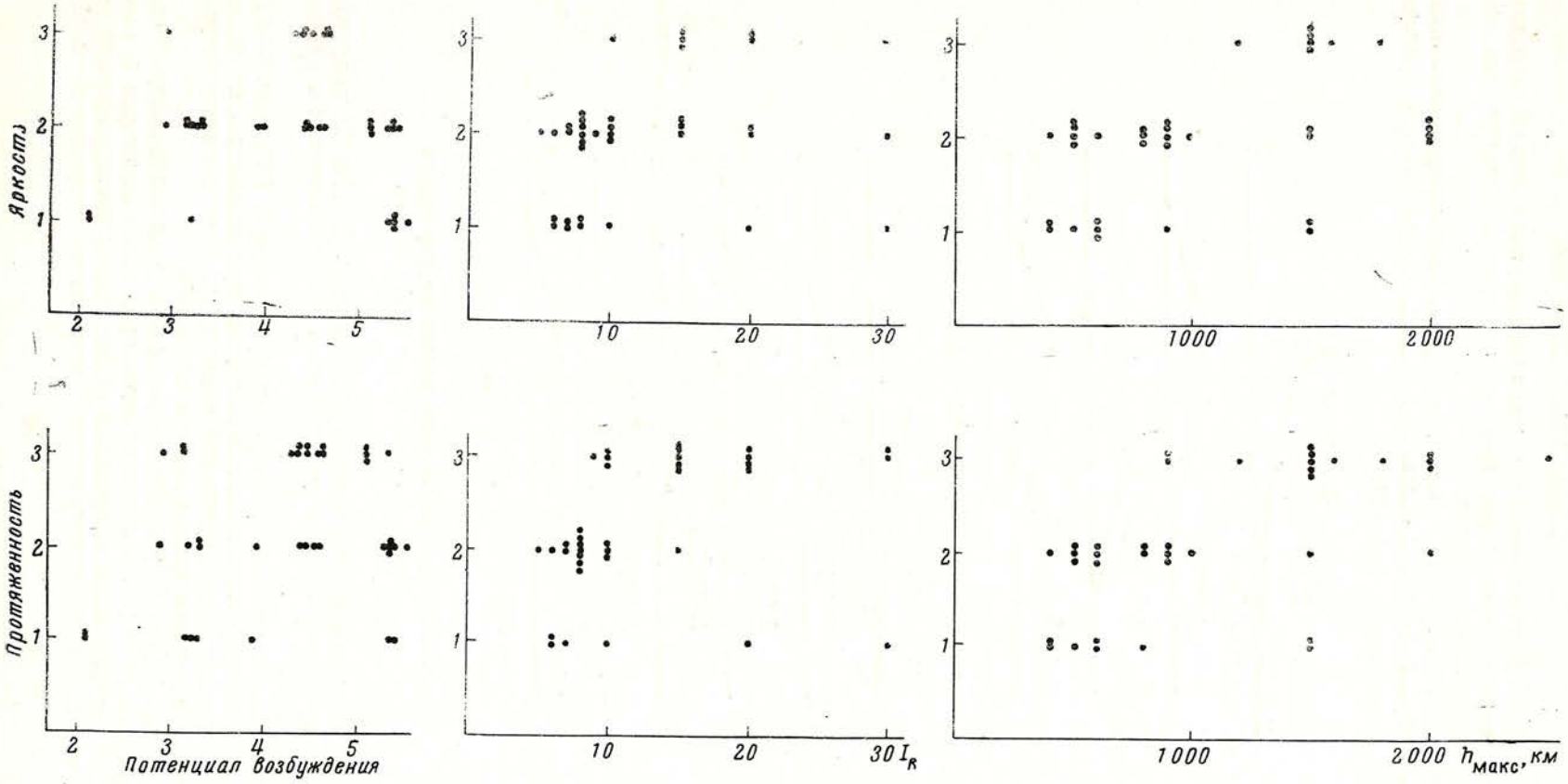
Линии с односторонней эмиссией имеют роуландовские интенсивности от 3 до 8, максимальные высоты свечения в хромосфере — от 350 до 600 *км*. Таким образом, это — линии, образующиеся глубже в атмосфере Солнца.

Были рассмотрены также усы 3.IX 1960 г. (пластинки 3551, 3552), которые возникли в большой группе пятен на расстоянии от центра $\rho = 0{,}60$, у самого края небольшого пятна. Спектрограммы усов получены в 7^h47^m и в 7^h48^m. Качество изображений несколько хуже, чем для усов 29.VII 1959 г. Усы очень протяженные в линиях водорода и видны вплоть до H_{10}. В месте усов в линиях водорода виден небольшой абсорбционный выброс в красную сторону.

В линиях H и K Ca II усы довольно протяженные, а также видны в линиях металлов. Как и в случае усов 29.VII 1959 г., у линий металлов наблюдаются усы различной протяженности. В табл. 4 приведен список линий металлов, в которых наблюдаются двусторонние усы; в столбцах даны те же значения, что и в табл. 1. На фиг. 5 представлены те же зависимости, что и для усов 29.VII 1959 г. Они дают аналогичную картину свечения линий металлов. Линии Na и Mg показывают такую же аномалию, как в предыдущем случае.

Рассмотренные случаи свечения линий металлов в усах показывают следующую картину свечения: линии с большими роуландовскими интенсивностями, образующиеся относительно высоко в атмосфере Солнца, имеют довольно протяженные двусторонние усы. У многих из этих линий наблюдается синяя асимметрия, и чем слабее линия, тем сильнее выражена асимметрия. Особенно сильно выражена асимметрия в начале развития усов, а потом уменьшается со временем. Линии с меньшими роуландовскими интенсивностями, образующиеся глубже в атмосфере Солнца, имеют односторонний короткий синий ус.

Характер свечения линий металлов в усах, по-видимому, указывает на тот факт, что явление усов имеет некоторую стратификацию по высоте.

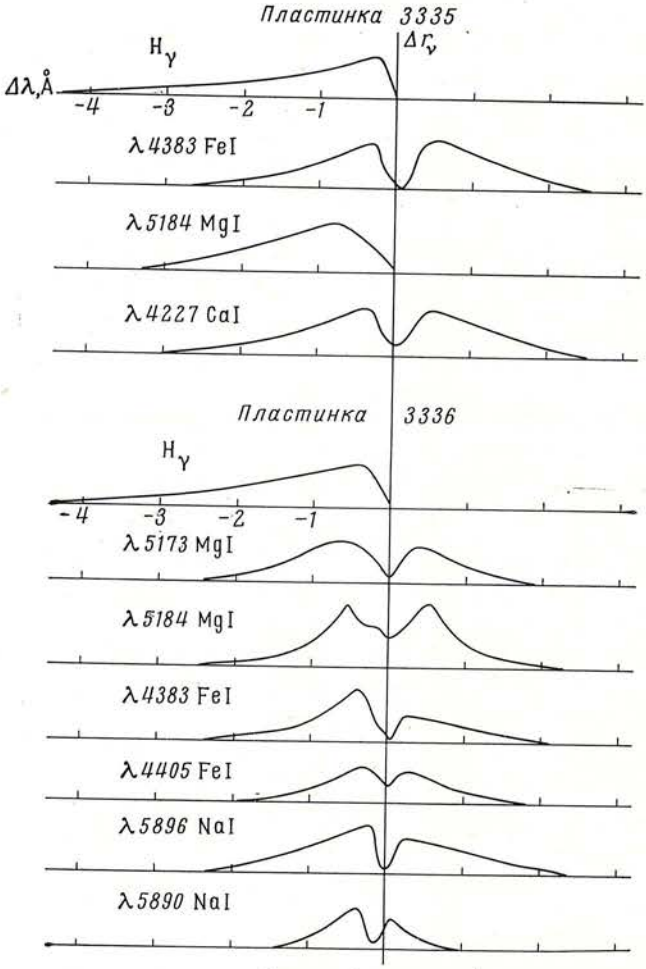


Фиг. 5. То же, что на фиг. 3, для усов 3.IX 1960 г. (пластинка 3551)

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ КОНТУРЫ

На фиг. 6 и 7 представлены контуры эмиссии усов в линиях водорода и металлов; интенсивности выражены в единицах интенсивности соседнего с линией непрерывного спектра.

Для усов 29.VII 1959 г. из линий водорода фотометрировалась лишь наиболее яркая в этих усах линия H_γ. Для некоторых линий приведено только более яркое синее крыло.

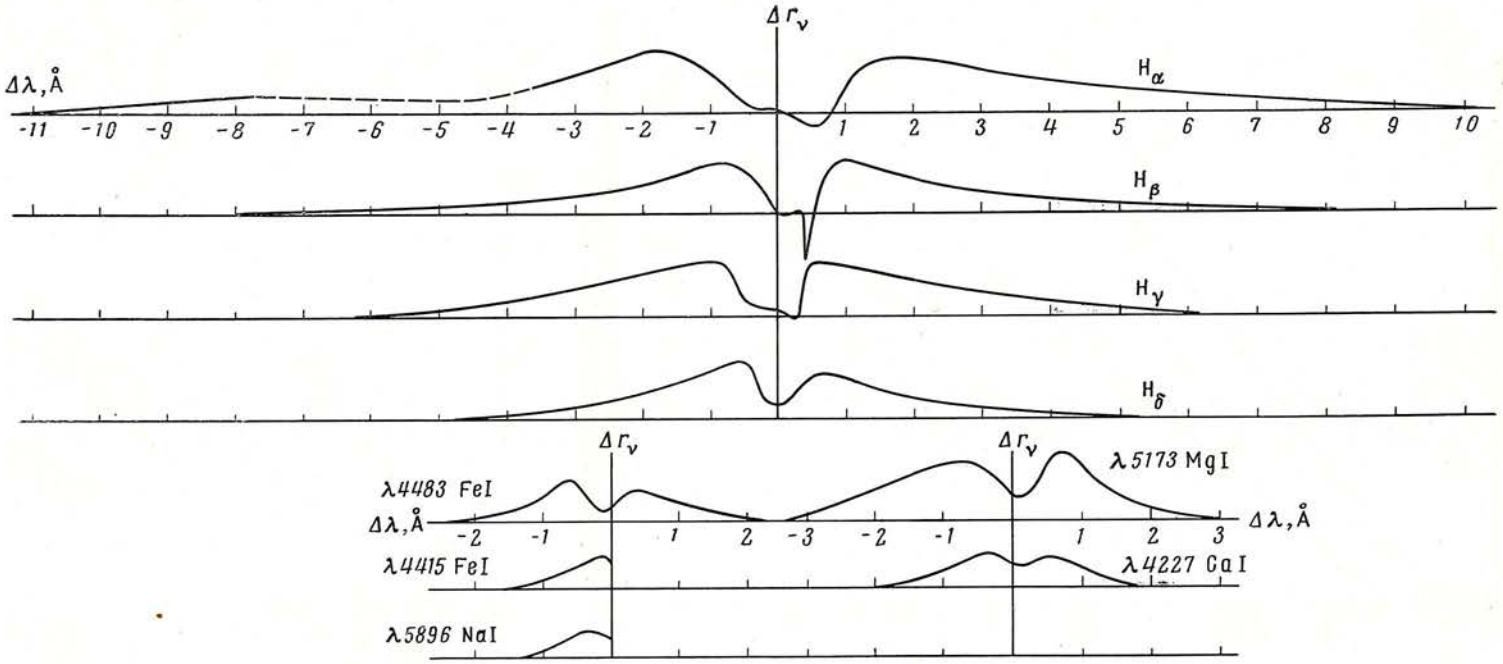


Фиг. 6. Контуры избыточной эмиссии Δr_ν водородных и металлических линий в усах 29.VII 1959 г.

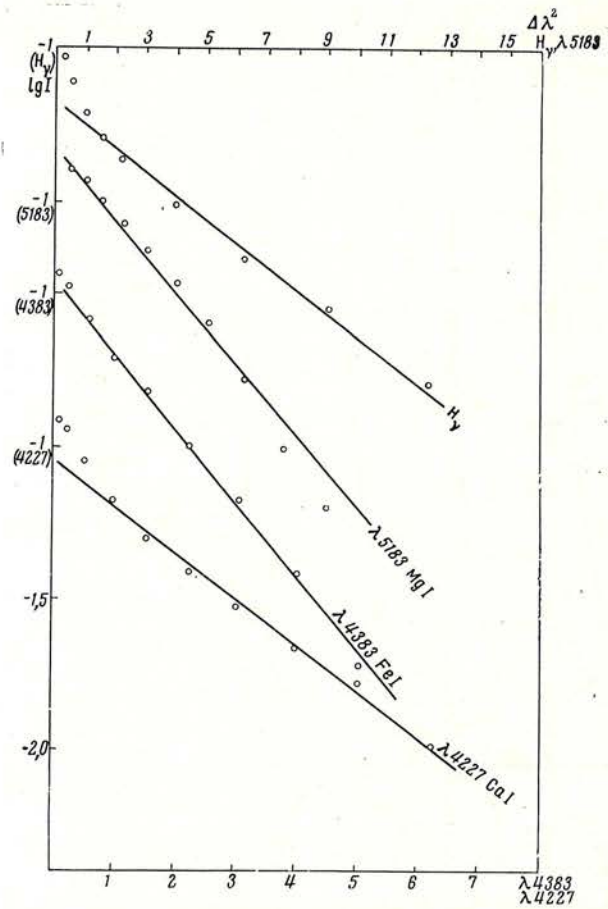
Рассмотрим механизм расширения линий в усах. В [1] и]7] получено, что в усах хорошее согласие с наблюдениями дает допплеровское распределение эмиссии.

Логарифмические контуры, построенные в осях ($\lg I$, $\Delta\lambda^2$) (фиг. 8—11), показывают, что практически все линии хорошо представляются прямыми. Этот факт подтверждает полученный ранее результат, что эмиссия усов расширена в основном допплеровским эффектом.

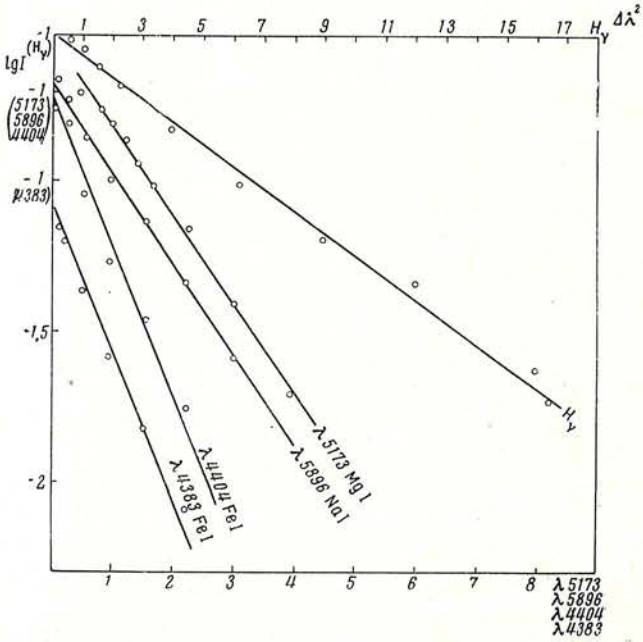
Как видно из фиг. 12 расширение эмиссии в усах невозможно объяснить формулой $e^{-a\Delta\lambda}$ [8], которая представляет собой некоторое немаксвелловское распределение скоростей при некоторых нестационарных условиях, что является подтверждением результата, полученного в [1].



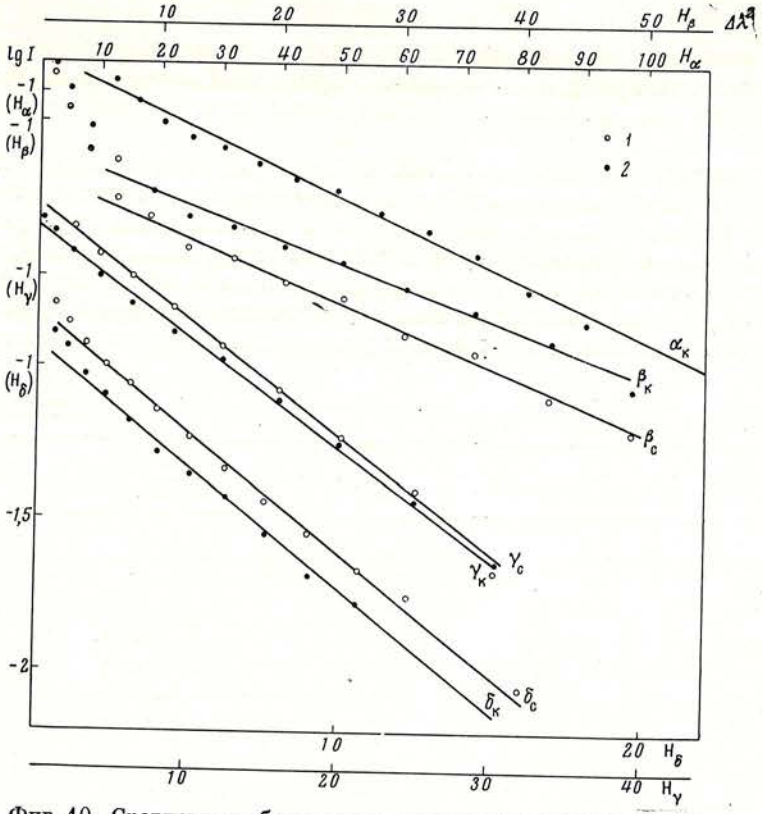
Фиг. 7. То же, что на фиг. 6, для усов 3.IX 1960 г.



Фиг. 8. Сравнение наблюдаемых контуров усов (пластинка 3335) с эффектом Допплера (синее крыло)

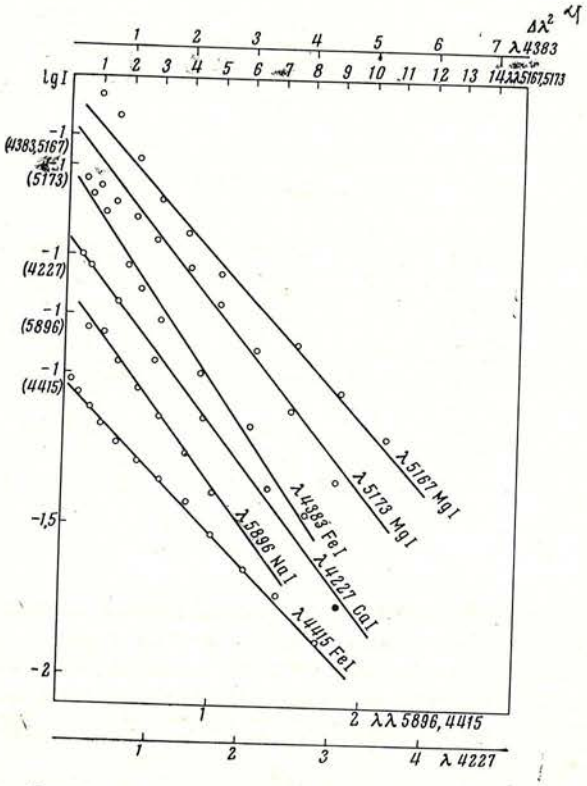


Фиг. 9. То же, что на фиг. 8, для пластинки 3336



Фиг. 10. Сравнение наблюдаемых контуров водородных линий в усах с эффектом Допплера (пластинка 3551)

1 — синее крыло; *2* — красное



Фиг. 11. То же, что на фиг. 10, для линий металлов

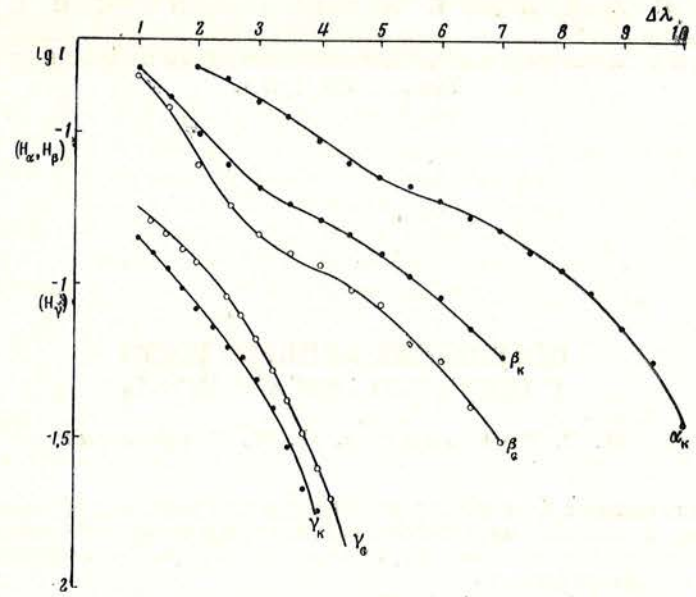
По наклону прямых линий в осях ($\lg I$, $\Delta\lambda^2$) можно определить допплеровскую полуширину $\Delta\lambda_D$. В табл. 5 приведены значения допплеровских полуширин $\Delta\lambda_D$, отношение $\Delta\lambda_D/\lambda$ и значения «турбулентных» скоростей ξ_t.

Мы видим, что для усов 3.IX 1960 г. (пластинка 3551) отношение $\Delta\lambda_D/\lambda$ для линий водорода убывает с номером бальмеровской линии. Подобный эффект был получен также и в [1]. По-видимому, уменьшение $\Delta\lambda_D/\lambda$ с номером бальмеровской линии для усов реально. Далее, как в случае усов 29.VII 1959 г., так и в случае усов на спектрограмме 3551 отношение $\Delta\lambda_D/\lambda$ и полученные из него «турбулентные» скорости различны для водорода и металлов и показывают увеличение скорости с высотой.

Таблица 5

λ, A	Элемент	$\Delta\lambda_D$, A	$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$	ξ_t, км/сек
		Пластинка 3335		
4340,48	Hγ	2,41	$5{,}56\cdot10^{-4}$	167
4383,56	Fe I	1,32	$3{,}03\cdot10^{-4}$	91
5183,62	Mg I	1,98	$3{,}82\cdot10^{-4}$	115
4226,76	Ca I	1,81	$4{,}38\cdot10^{-4}$	128
		Пластинка 3336		
4340,48	Hγ	2,35	$5{,}41\cdot10^{-4}$	162
5172,70	Mg I	1,20	$2{,}33\cdot10^{-4}$	70
4383,56	Fe I	0,943	$2{,}16\cdot10^{-4}$	65
4404,76	Fe I	0,790	$1{,}80\cdot10^{-4}$	54
5895,94	Na I	1,15	$1{,}95\cdot10^{-4}$	58
5889,98	Na I	0,785	$1{,}33\cdot10^{-4}$	40
		Пластинка 3551		
6562,82	Hα	6,87	$10{,}5\cdot10^{-4}$	315
4861,35	Hβ	5,05	$10{,}4\cdot10^{-4}$	312
4340,48	Hγ	3,37	$7{,}77\cdot10^{-4}$	233
4101,85	Hδ	2,35	$5{,}86\cdot10^{-4}$	176
5167,33	Mg I	1,91	$3{,}71\cdot10^{-4}$	111
5172,70	Mg I	1,84	$3{,}56\cdot10^{-4}$	107
4226,76	Ca I	1,06	$2{,}51\cdot10^{-4}$	75
4383,56	Fe I	1,21	$2{,}77\cdot10^{-4}$	83
4415,14	Fe I	0,91	$2{,}06\cdot10^{-4}$	62
5895,94	Na I	0,81	$1{,}38\cdot10^{-4}$	41

Из сравнения «турбулентных» скоростей атомов металлов, полученных для спектрограмм 3335 и 3336, видимо, можно сделать заключение, что вначале «турбулентные» скорости больше, а потом уменьшаются, хотя для линий водорода H_γ скорость осталась практически постоянной. Как изменение асимметрии, так и изменение «турбулентных» скоростей указывает



Фиг. 12. Сравнение наблюдаемых контуров водородных линий в усах с зависимостью $I \sim e^{-\alpha\Delta\lambda}$ (пластинка 3551).

Обозначения те же, что на фиг. 10

на очень быстрое развитие явления усов, так как спектрограммы 3335, 3336 получены с интервалом времени в 1^m.

Автор благодарен чл.-корр. АН СССР А. Б. Северному за обсуждение данной работы.

Май 1966 г.

Литература

1. А. Б. Северный, А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961 26, 3.
2. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1957, 34, 688.
3. Revision of Rowland preliminary table of Solar Spectrum Wave-lengths. Washington, 1928.
4. C. E. Moore. Contr. Princeton Univ. Obs., 1945, N 20.
5. S. A. Mitchell. Astrophys. J., 1930, 71, 1.
6. В. Г. Банин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, 118.
7. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1959, 21, 131.
8. J. Jefferis, E. v. P. a. H. J. Smith. Astrophys. J., 1959, 129, 146.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

ПОСТРОЕНИЕ КРИВЫХ РОСТА С ПОМОЩЬЮ ЭВМ «МИНСК-1»

Н. В. Годовников, Н. Н. Степанян

Даются алгоритм и блок-схема построения кривых роста по наблюдаемым эквивалентным ширинам линий. Из сравнения экспериментальных кривых роста с семейством теоретических кривых определяются температура возбуждения, турбулентная скорость и постоянная затухания.

CONSTRUCTION OF CURVES OF GROWTH BY MEANS OF THE MINSK-1 ELECTRONIC COMPUTER, by *N. V. Godovnikov* and *N. N. Stepanyan*.—The algorithm and block-scheme for the construction of curves of growth from observations of equivalent widths of lines are given. The excitation temperature, turbulent velocity and decay constant are determined from a comparison of the experimental curves of growth and the family of theoretical curves.

Метод изучения физических условий с помощью кривых роста находит широкое применение как в звездной, так и в солнечной физике в тех объектах, где малы отклонения от локального термодинамического равновесия.

В связи со все более широким применением электронно-вычислительных машин при обработке наблюдений нам представляется целесообразным создание программы, которая позволяла бы быстро строить кривые роста по наблюдаемым эквивалентным ширинам линий, наиболее объективно сравнивать их с теоретическими кривыми и находить температуру возбуждения и другие параметры.

1. МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ КРИВЫХ РОСТА, ВЫБРАННЫЙ ДЛЯ МАШИННОЙ ОБРАБОТКИ

Недостатком большинства методов построения кривых роста по данным наблюдений является некоторая субъективность в совмещении совокупности точек, представляющих наблюдения, с теоретическими кривыми (см., например, [1]). В [2] использован более объективный «метод проб». Однако, ввиду большой трудоемкости при ручной обработке, в этом случае также трудно быть уверенным в том, что выбранный вариант совмещения теоретической кривой с экспериментальными точками наилучший.

Теоретическую кривую роста — зависимость полной энергии, поглощаемой в линии, от числа атомов — можно задать в виде кривой в осях u, v:

$$u = \lg x_0 = L + \lg gf\lambda - \Theta\varepsilon, \tag{1}$$

$$v = \lg \frac{W_\lambda}{\Delta\lambda_D} = \lg \frac{W_\lambda}{\lambda} + \lg \frac{c}{v_t}. \tag{2}$$

Из наблюдений определяют эквивалентные ширины $W_{\lambda i}$ линий с известными λ_i, $\lg gf\lambda_i$ и ε_i (потенциал возбуждения в *эв*). Затем задают пред-

варительное значение $\Theta = 5040/T_{возб}$ ($T_{возб}$ — температура возбуждения) и определяют для каждой линии величины x_i, y_i:

$$x_i = \lg gf\lambda_i - \Theta\varepsilon_i, \tag{3}$$

$$y_i = \lg \frac{W_{\lambda_i}}{\lambda_i}. \tag{4}$$

Совокупность точек (x_i, y_i) образует экспериментальную кривую роста в осях x, y. Как легко видеть из (1) и (2), координаты x, y отличаются от u, v только постоянными слагаемыми L и $\lg c/v_t$.

Затем экспериментальная кривая роста совмещается наилучшим образом с теоретической кривой. Математически это означает, что мы находим такие Δx и Δy, при которых сумма квадратов расстояний от всех точек с координатами $u_i = x_i + \Delta x$ и $v_i = y_i + \Delta y$ до теоретической кривой наименьшая. Нахождение Δx и Δy проводится методом последовательных приближений. Подробнее об этом будет сказано ниже.

Были рассмотрены два варианта уточнения температуры. Первый — метод проб, примененный в [2]. Последовательно задаются разны› Θ, с которыми строятся экспериментальные кривые роста. Эти кривые совмещаются с теоретическими. То значение Θ, при котором это совмещение с одной из кривых наиболее тесно, т. е. сумма квадратов расстояний от всех точек до кривой минимальна, принимается за искомое. Второй вариант взят нами из [1, стр. 249]. В этом случае после того, как найдены новые координаты для всех экспериментальных точек $u_i = x_i + \Delta x$ и $v_i = y_i + \Delta y$ с предварительным значением Θ, определяются координаты U_i тех точек выбранной теоретической кривой, у которых $V_i = v_i$, и затем находятся разности $Y_i = U_i - \lg gf\lambda_i$. Подставив U_i из (1), получим

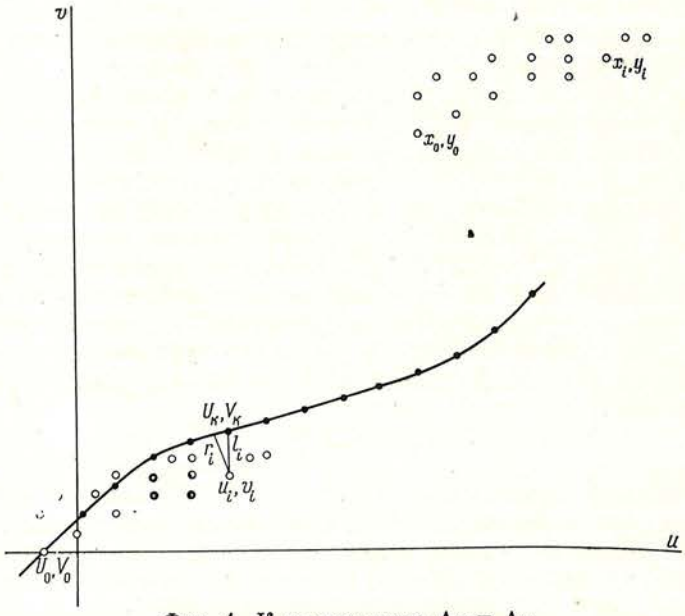
$$Y_i = L - \Theta'\varepsilon_i$$

Это — линейное уравнение относительно L и Θ'. Решая систему i уравнений с двумя неизвестными методом наименьших квадратов, находим L и уточненное значение Θ'. Это новое значение подставляем в выражение (3) для x_i вместо предварительного Θ и повторяем все операции снова. Уточнение продолжается до тех пор, пока очередное Θ'_n не получится равным предыдущему Θ'_{n-1}.

Одним из основных элементов всей программы является нахождение Δx и Δy, обеспечивающих наименьшее расстояние всех точек от одной из теоретических кривых. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

Величины Δx и Δy находятся методом последовательных приближений. Поясним это следующим чертежом (фиг. 1). Пусть задана теоретическая кривая роста в осях u, v. Если на тот же график нанести точки, представляющие наблюдения, они расположатся где-то в стороне от кривой (облако точек в верхней части чертежа). В качестве нулевого приближения (Δx_0, Δy_0) можно взять разность координат любой наблюдаемой точки и какой-либо точки теоретической кривой. Мы брали точку (x_0, y_0), имеющую минимальное значение y, и совмещали ее с точкой (U_0, V_0) теоретической кривой, для которой $V = 0$. Это дает $\Delta y_0 = -y_0$, причем Δy_0 определяет соответствующее значение $\Delta x_0 = U_0 - x_0$. Прибавив эти Δx_0 и Δy_0 ко всем координатам x_i, y_i, получим точки с новыми координатами $u_i = x_i + \Delta x_0$ и $v_i = y_i + \Delta y_0$ (т. е. все облако точек на фиг. 1 расположится в нижней части кривой). Затем определяется сумма квадратов расстояний от всех точек до теоретической кривой (Σ_1) (расстояние для одной из точек (u_i, v_i) на фиг. 1 обозначено через r_i). Эта текущая сумма ε_i запоминается. Далее к Δx_0 прибавляем h_x, т. е. смещаем все точки вдоль оси x на h_x. После этого снова находим сумму квадратов расстояний до

кривой от всех точек. Эту вторую текущую сумму сравниваем с предыдущей. Если вторая сумма оказалась меньше первой, то запоминается вторая сумма вместо первой и все точки еще раз сдвигаются на h_x вдоль оси x. Так продолжается до тех пор, пока очередная сумма не станет больше предыдущей. После этого от последнего полученного значения Δx отнимаем h_x и снова находим сумму квадратов расстояний, сравниваем ее с предыдущей суммой. Последняя операция необходима для случая, когда при первом же смещении по оси x текущая сумма оказалась больше предыдущей. Так идем, отнимая от Δx величины h_x, до тех пор, пока последующая сумма не станет больше предыдущей. Тогда эта минимальная сумма из всех Σ_1 запоминается. Ее обозначаем Σ_2; она является новой текущей суммой. Далее все точки сдвигаются вдоль оси y, т. е. к Δy прибавляем h_y.



Фиг. 1. К определению Δx и Δy

И снова находим наименьшую сумму квадратов расстояний от точек до кривой, сдвигая точки вдоль оси x, т. е. находим текущую Σ_2.

Определение минимальной суммы Σ_2 и соответствующего ей Δy проводится аналогично нахождению минимальной суммы Σ_1. Минимальная сумма Σ_2 запоминается (обозначаем ее Σ_3), после чего шаги h_x и h_y делятся пополам, и все операции повторяются с половинным шагом, затем с $^1/_4$ шага и т. д. до тех пор, пока две последовательные суммы Σ_3 не будут отличаться друг от друга на какую-то заданную величину Δ. Минимальная сумма Σ_3 запоминается (обозначим ее Σ_4), и все операции повторяются относительно второй теоретической кривой, третьей и т. д., пока не будет найдена минимальная сумма Σ_4 при предварительном значении Θ. Эта окончательная сумма и соответствующие ей Δx и Δy, Θ и номер теоретической кривой печатаются.

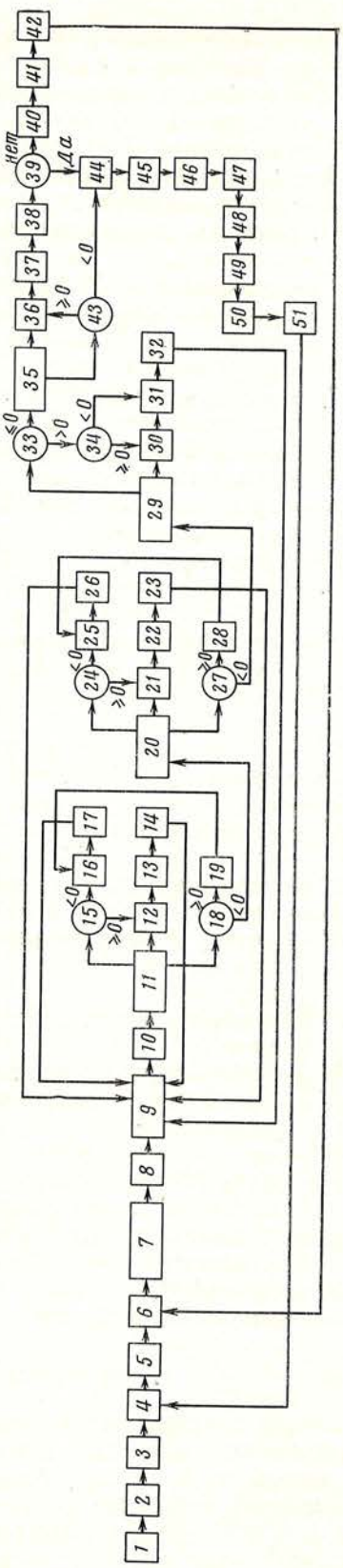
Остановимся на определении расстояния от точки до кривой в случае, когда теоретическая кривая задается таблицей (точки кривой с координатами U_k, V_k, отмеченные точками на фиг. 1). В этом случае расстояние от наблюдаемой точки (u_i, v_i) до теоретической кривой (r_i на фиг. 1) заменялось нами расстоянием до ближайшей заданной точки теоретической кривой (l_i на фиг. 1). Мы находим такие U_k и V_k, для которых $(u_i - U_k)^2 + (v_i - V_k)^2$ минимальна. Поэтому вместо суммы квадратов рас-

стояний от всех точек до теоретической кривой (Σr_i^2) мы получаем несколько бо́льшую величину, а именно: сумму квадратов расстояний от всех наблюдаемых точек до ближайших табличных точек (Σl_i^2). Поскольку нас интересует только относительная величина таких сумм, эта замена несущественна. К тому же теоретические кривые задавались довольно подробной таблицей, т. е. интервалы между точками были малы.

2. БЛОК-СХЕМА ЗАДАЧИ

На фиг. 2 дается блок-схема задачи, представляющая интерес для программистов. Обозначение ее отдельных элементов следующее:

1 — ввод исходной информации: W_i, λ_i, $\lg(gf\lambda)_i$, ε_i и Θ;
2 — вычисление y_i по формуле (4);
3 — поиск y_0 — наименьшего из y_i;
4 — вычисление x_i при исходном Θ по формуле (3);
5 — поиск такого x_i, который соответствует y_0;
6 — ввод с НМЛ первой из теоретических кривых, заданной таблицей;
7 — управляющий блок № 7 (вначале переход к *8*);
8 — определение начального Δy_0 и соответствующего значения Δx_0;
9 — первоначальное совмещение экспериментальной кривой с теоретической, т. е. приведение к одним координатам u и v;
10 — нахождение $\Sigma = \Sigma_1 l_i^2$, где l_i — расстояние каждой точки экспериментальной кривой до ближайшей точки теоретической кривой, заданной таблично;
11 — управляющий блок № 11 (вначале переход к *12*);
12 — запоминание Σ_1 в Σ_I;
13 — изменение управляющего блока № 11 (переход к *15*);
14 — при неизменном Δy_0 изменяется Δx_0 на $\Delta x = \Delta x_0 + h_x$;
15 — сравнение текущей суммы Σ_1 с Σ_I;
16 — изменение управляющего блока № 11 (переход к *18*);
17 — вычитание h_x из Δx;
18 — сравнение текущей суммы Σ_1 с Σ_I;
19 — запоминание Σ_1 в Σ_I;



Фиг. 2. Блок-схема задачи

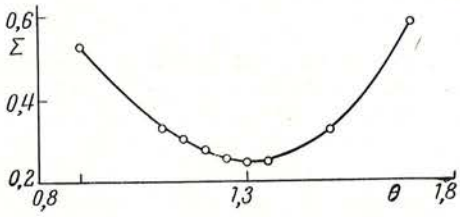
20 — управляющий блок № 20 (вначале переход к *21*);
21 — запоминание суммы $\Sigma_2 = \min \Sigma_1$ в Σ_{II};
22 — восстановление управляющего блока № 11 (переход к *12*) и изменение управляющего блока № 20 (переход к *24*);
23 — изменение Δy_0 на $\Delta y = \Delta y_0 + h_y$;
24 — сравнение текущей суммы Σ_2 с Σ_{II};
25 — восстановление управляющего блока № 11 (переход к *12*) и изменение управляющего блока № 20 (переход к *27*);
26 — вычитание h_y из Δy;
27 — сравнение текущей суммы Σ_2 с Σ_{II};
28 — запоминание суммы Σ_2 в Σ_{II};
29 — управляющий блок № 29 (вначале переход к *30*);
30 — запоминание суммы $\Sigma_3 = \min \Sigma_{II}$ в Σ_{III};
31 — восстановление управляющего блока № 11 (переход к *12*), управляющего блока № 20 (переход к *21*) и изменение управляющего блока № 29 (переход к *33*);
32 — уменьшение шагов h_x и h_y;
33 — сравнение разности $|\Sigma_3 - \Sigma_{III}|$ с Δ;
34 — сравнение текущей суммы Σ_3 с Σ_{III};
35 — управляющий блок № 35 (вначале переход к *36*);
36 — запоминание суммы $\Sigma_4 = \min \Sigma_{III}$ в Σ_{IV} и номера соответствующей теоретической кривой;
37 — восстановление управляющего блока № 11 (переход к *12*), управляющего блока № 20 (переход к *21*), управляющего блока № 29 (переход к *30*) и изменение управляющего блока № 35 (переход к *43*);
38 — подготовка к вводу из НМЛ очередной теоретической кривой;
39 — сравнение: все ли теоретические кривые вводились?
40 — изменение блока № 7 (переход к *9*);
41 — занесение вместо Δx_0 и Δy_0 значений Δx и Δy, соответствующих сумме Σ_{IV};
42 — восстановление величины шагов h_x и h_y;
43 — сравнение текущей суммы Σ_4 с Σ_{IV};
44 — печать номера теоретической кривой, для которой сумма Σ_{IV} наименьшая, суммы Σ_{IV}, соответствующих ей Δx и Δy и исходного Θ;
45 — восстановление всех управляющих блоков и переменных команд;
46 — восстановление величины шагов h_x и h_y;
47 — ввод с НМЛ теоретической кривой, для которой сумма Σ_{IV} наименьшая;
48 — по окончательному Δy для каждой точки экспериментальной кривой, определяя $y_i + \Delta y$, находят соответствующее значение u_i теоретической кривой;
49 — решение методом наименьших квадратов системы линейных уравнений $L - \Theta' \Sigma_i = Y_i$, где $Y_i = U_i - \lg(gf\lambda)_i$;
50 — печать Θ, $\sigma(Y)$, L и $\sigma(L)$;
51 — занесение найденного Θ вместо исходного.

3. ПРИМЕР ПОСТРОЕНИЯ КРИВОЙ РОСТА

В качестве примера приведем результаты обработки по описанной программе кривой роста для одного небольшого пятна 18.VIII 1963 г. по наблюдениям на башенном солнечном телескопе. Кривая строилась по 37 линиям Fe I, эквивалентные ширины которых были исправлены за рассеянный свет фотосферы и спектрографа. Теоретические кривые роста взяты нами из [2] для шести значений постоянной затухания a. Каждая кривая

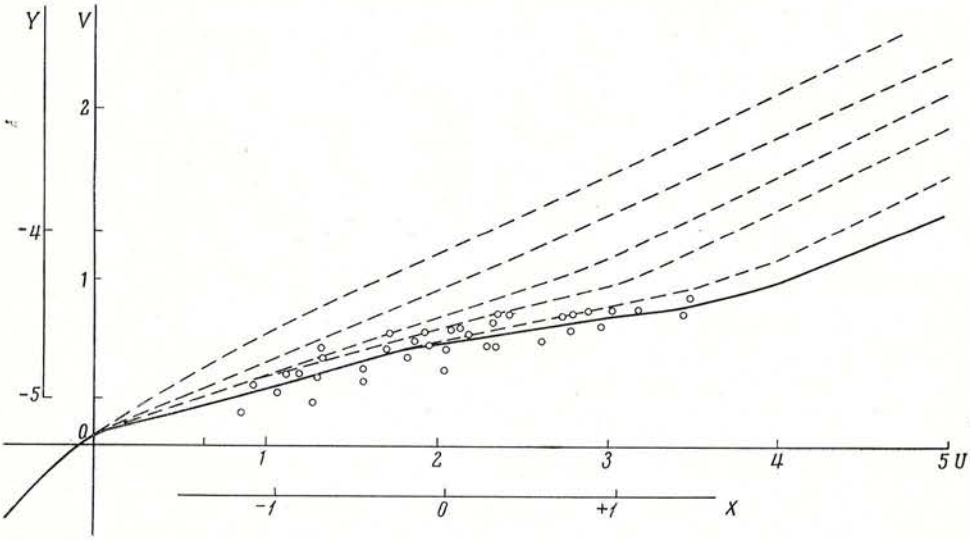
задавалась 52 точками с координатами U_n, V_n. По оси u точки брались через интервал 0,1, при этом интервал по оси v получался 0,02 для первой кривой и 0,04 — для последней. Внутри этих интервалов кривые можно представлять прямыми линиями. Первоначальные шаги h_x и h_y брались равными 0,4. Выбор Δ определяется количеством точек и их разбросом. В данном случае было задано: $\Delta = 0{,}005$. При очень больших суммах квадратов расстояний до теоретической кривой (порядка нескольких единиц) Δ можно увеличить в 5—10 раз. Программа была составлена с фиксированной запятой, что дает большой выигрыш во времени по сравнению с плавающей запятой.

Сначала определение температуры проводилось методом проб. Программа обрывалась на том месте, где выдавалась на печать минимальная сумма квадратов расстояний от всех точек до одной из кривых при данной Θ. После этого задача решалась при следующем значении Θ. Было взято девять значений Θ от 0,9 до 1,7. На фиг. 3 представлены наименьшие суммы, получающиеся при этих Θ. Минимальная сумма оказалась при $\Theta = 1{,}35$. Как видно из графика, Σ_{IV} в области минимума мало чувствительна к изменению Θ.



Фиг. 3. Зависимость минимальной суммы квадратов расстояний всех точек экспериментальной кривой до теоретической от заданного значения Θ

Затем определение было проведено по полной программе, т. е. машина сама уточняла значение Θ. Было задано предварительное значение $\Theta = 1{,}0$. С ним получилось $\Sigma_{IV} = 0{,}396$, $\Delta x = 2{,}581$, $\Delta y = 5{,}261$. Первое уточненное значение $\Theta' = 1{,}335$, $L = 3{,}70$, а их ошибки $\sigma(\Theta) = 0{,}0071$ и $\sigma(L) = 0{,}0024$. Замена Θ на $\Theta' = 1{,}335$ привела к следующим значениям: $\Sigma_{IV} = 0{,}247$, $\Delta x = 3{,}635$, $\Delta y = 5{,}261$. Второе приближение $\Theta'' = 1{,}335$, $L = 3{,}709$, $\sigma(\Theta) = 0{,}00712$, $\sigma(L) = 0{,}00239$.



Фиг. 4. Совмещение экспериментальной кривой (точки) с теоретической (сплошная линия)

Остальные теоретические кривые, с которыми проводилось сравнение, даны штриховой линией

На фиг. 4 приводится совмещение экспериментальной кривой с теоретической при $\Theta = 1{,}335$, $\Delta x = 3{,}635$ и $\Delta y = 5{,}261$.

Отметим одно затруднение, встречающееся при машинной обработке по описываемой программе. Дело в том, что при нахождении Δx и Δy методом последовательных приближений сумма квадратов расстояний, минимум которой мы ищем, не обязательно будет монотонной функцией, она может иметь несколько «местных» минимумов. Практически, чтобы не остановиться около какого-то не самого глубокого минимума, надо просчитать всю программу два раза, начиная или с разных значений Θ, или с разных Δx_0 и Δy_0. Опыт показывает, что такая предосторожность достаточна.

В заключение выражаем глубокую благодарность всему коллективу электронно-вычислительной машины за обеспечение четкой работы ЭВМ «Минск-1».

Май 1966 г.

Литература

1. Э. Р. Мустель. Звездные атмосферы. М., Физматгиз, 1960.
2. А. И. Корнилов. Сообщения ГАИШ, 1961, № 117, 27.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ НЕКОТОРЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА СОЛНЦЕ ПО СПЕКТРАМ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН V. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ГАЛЛИЯ

Т. П. Хромова

По линии λ4172,05 определено содержание галлия на Солнце. Получено $\lg N_{Ga} = 1{,}44 \pm 0{,}4$ по спектрам солнечных пятен и $\lg N_{Ga} = 2{,}16 \pm 0{,}4$ по спектру фотосферы. Показано, что различие этих результатов можно объяснить существованием бленды линии λ4172,05 Ga. В случае существования бленды определение содержания галлия по спектрам пятен и фотосферы приводит к одинаковому значению $\lg N_{Ga} = 1{,}43 \pm 0{,}40$ (при $\lg N_H = 12{,}0$).

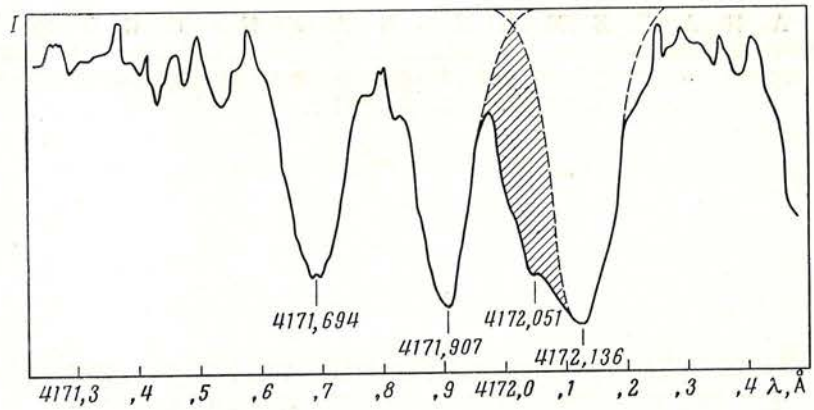
A DETERMINATION OF THE ABUNDANCE OF SEVERAL ELEMENTS IN THE SUN USING THE SUNSPOT SPECTRA. V. THE GALLIUM ABUNDANCE, by *T. P. Khromova*.— The λ4172.05 A line is used in order to determine the gallium abundance in the sun. It is found that $\lg N_{Ga} = 1.44 \pm 0.4$ from sunspot spectra and $\lg N^{Ga} = 2.16 \pm 0.4$ from spectra of the photosphere. It is shown that this difference can be explained by the presence of a blend at the Ga 4172.05 A line. The allowance for the presence of a blend leads to an identical value of the gallium abundance $\lg N_{Ga} = 1.43 \pm 0.40$ (at $\lg N_H = 12.0$) as obtained from spectra of sunspots and the photosphere.

Галлий входит в группу элементов, для которых в [1] был разработан метод определения их содержания на Солнце по спектрам солнечных пятен.

В солнечном спектре наблюдаются две резонансные линии галлия: λ4172,05 и λ4032,96. Линия 4032,96 Å сильно блендируется с соседними линиями, и выделить ее чрезвычайно трудно. Поэтому мы ее не использовали. В области линии λ4172,05 Ga в утрехтском атласе эквивалентных ширин [2] приведены следующие линии и соответствующие им эквивалентные ширины:

λ, A	W_λ, мA
4171,694	73
4171,907	90
4172,051	42
4172,136	99

Мы обработали спектр пятна (пластинки 3571, 3572, 3573) и спектр соответствующей фотосферы (пластинки 3570 и 3575). Материал наблюдений описан в [1, 3]. Регистрация спектра проводилась с помощью микрофотометра в прямых интенсивностях [4]. По атласу Миннаэрта [5] были найдены участки, где хорошо определяется непрерывный спектр. Эти участки были записаны одновременно с исследуемой линией, и по ним проводился непрерывный спектр. На фиг. 1 и 2 приведен лишь небольшой участок спектра вблизи линии λ4172. Было получено 3—5 разрезов линии λ4172 Ga по каждой пластинке. Результаты усреднялись.



Фиг. 1. Запись на микрофотометре в прямых интенсивностях участка спектра фотосферы в области линии λ4172,05 Ga по пластинке 3570

Красное крыло линии 4172,136 Å определяется довольно хорошо. Симметрично относительно центра этой линии проводим синее крыло. Аналогично достраиваем красное крыло линии 4171,907 Å (фиг. 1). Можно считать, что оставшаяся площадь (заштрихована) целиком обусловлена линией галлия. Тогда эквивалентная ширина линии λ4172 Ga в фотосфере (средняя по двум пластинкам) оказывается равной 38,4 *м* Å, что соответствует данным утрехтского атласа [2] (42 *м*Å) и измерениям Гольдберга, Мюллер и Аллера [6] (35 *м*Å). Подсчет содержания галлия в фотосфере по полученной нами эквивалентной ширине линии λ4172 Ga по способу, описанному в [1, 3, 7], приводит к значению $\lg N_{Ga} = 2{,}16$ (если $\lg N_{H} = 12{,}0$). Этот результат почти совпадает со значением $\lg N_{Ga} = 2{,}36$ (то же при $\lg N_{H} = 12{,}0$), полученным Гольдбергом, Мюллер и Аллером [6]. В дальнейшем при определении содержания элемента мы всегда будем принимать $\lg N_{H} = 12{,}0$.

Содержание галлия нами оценивалось по отношению к натрию. В качестве линий сравнения были взяты линии λ5148,85 и λ5153,42 (см. [3, 7]). Для натрия, как и раньше [3], принято $\lg N_{Na} = 6{,}30$. Силы осцилляторов и другие данные для этих линий натрия и для линии галлия мы брали те же, что Гольдберг, Мюллер и Аллер [6].

Затем (фиг. 2, *а*) была определена эквивалентная ширина линии λ4172 Ga для пятна. Без учета рассеянного света она составляет (среднее по всем пластинкам) 50,2 *м*Å, с учетом рассеянного света 67,8 *м*Å. Сравнительное изучение отдельных спектральных линий мультиплетов железа, к которым относятся линии, соседние с λ4172,051, показывает, что все линии этих мультиплетов в пятне не ослабляются. Поэтому нельзя предполагать, что эквивалентная ширина линии λ4172 Ga может оказаться намного больше приведенной нами величины. Рассеянный свет учитывался по [1].

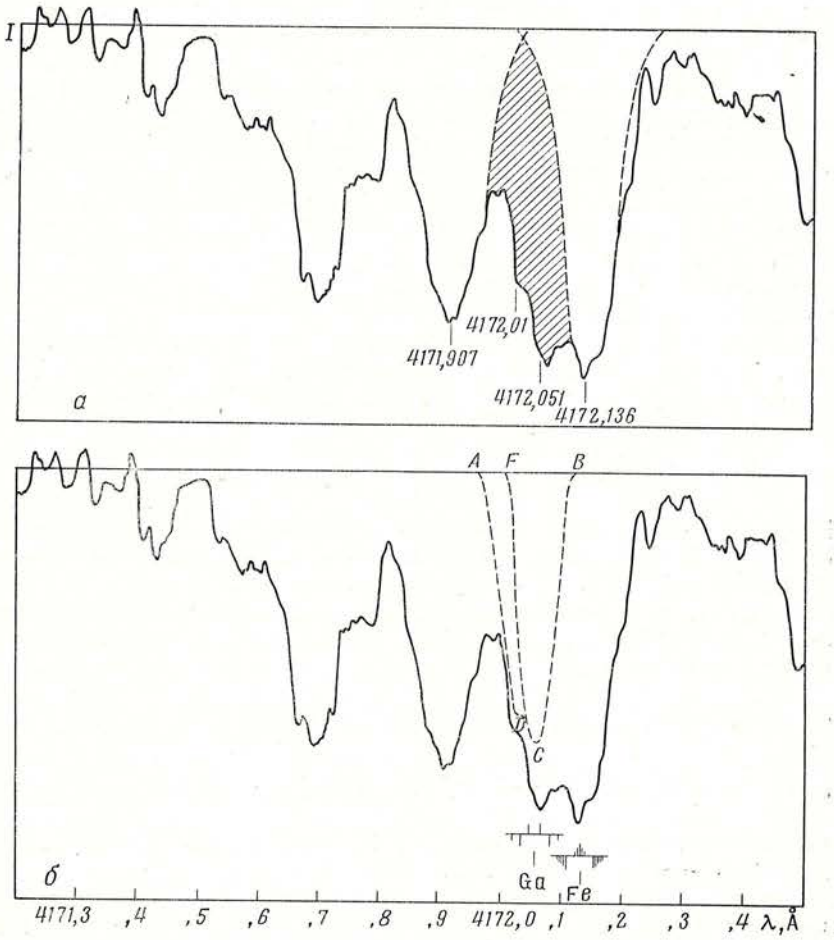
Номер пластинки, объект	α	W_{H}, *м*Å	$W_{П}$, *м*Å	$\lg gf$	$\Delta\chi$, *эв*	$\lg N_{Ga}$ по λ 5148 Na	$\lg N_{Ga}$ по λ 5153 Na	Среднее $\lg N_{Ga}$
Среднее по пластинкам 3570 и 3575 (фотосфера)		38,4		—0,13	5,87	2,14	2,17	2,16
Среднее по пластинкам 3571, 3572 и 3573 (пятно)	1,5	50,2	67,8			1,37	1,50	1,44

Все данные и полученные нами результаты для линии λ4172,05 Ga приведены в таблице.

Содержание галлия, определенное по нашим данным для пятна, оказалось значительно меньшим, чем для фотосферы. Сомнительно, чтобы это различие было реальным. Если определение содержания галлия, выполненное по фотосферным спектрам, правильно, то расчет (см. [1, 3]) по формуле

$$\lg N_{\mathrm{Ga}} = \lg N_{\mathrm{Na}} + \lg\left(\frac{W_{\mathrm{Ga}}}{W_{\mathrm{Na}}}\right) + 2\lg\left(\frac{\lambda_{\mathrm{Ga}}}{\lambda_{\mathrm{Na}}}\right) + \lg(gf)_{\mathrm{Ga}} - \\ - \lg(gf)_{\mathrm{Na}} + \Theta(\Delta\chi_{\mathrm{Ga}} - \Delta\chi_{\mathrm{Na}}) \qquad (1)$$

показывает, что эквивалентная ширина линии λ4172 Ga в пятне должна быть ~370 *мÅ*, что в пять раз больше величины, измеренной по спектру пятна. В этой области вследствие сильной изрезанности спектра можно



Фиг. 2. Запись на микрофотометре в прямых интенсивностях участка спектра пятна в области линии λ4172,05 Ga по пластинке 3572

ошибиться в проведении непрерывного спектра. Но сравнение записей спектра в пятне и в фотосфере показывает, что поднятие непрерывного спектра на допустимую величину может дать увеличение эквивалентной ширины линии λ4172 Ga не больше, чем в 1,5 раза.

Вероятно, содержание галлия в фотосфере на самом деле меньше, чем значение, полученное нами и в [6], а измеряемая обычно эквивалентная ширина линии λ4172,05 (у нас 38,4 *м*Å) не может быть отнесена только за счет галлия.

В таблицах Роуланда [8] и в атласе Мур [9] линия λ4172,05 отождествлена с двумя элементами — галлием и хромом. В таблицах спектральных линий [10—12] такой линии хрома нет. Поэтому отождествление этой линии с хромом сомнительно. Но на наших записях спектра в среднем приблизительно на длине волны 4172,01 Å видно присутствие какой-то линии. Особенно ясно это обнаруживается в спектре пятна (фиг. 2).

Путем переноса ординат площади, заштрихованной на фиг. 2, *а*, на линию непрерывного спектра получен профиль (*ABCD*) линии Ga и предполагаемой бленды (фиг. 2, *б*). Этот профиль обнаруживает явную асимметрию около 4172,01 Å, которая не может быть отнесена за счет σ-компонент магнитного расщепления линии Ga.

Из этого сложного профиля мы выделили профиль линии Ga (*FBC* на фиг. 2, *б*), считая, что оставшаяся часть (*AFD*) площади обусловлена блендой. При этом мы не учитывали расщепления линий λ4172,136 Fe и λ4172,051 Ga, так как σ-компоненты этих линий накладываются и, кроме того, это внесет несущественную ошибку в определение эквивалентной ширины, поскольку ее изменение даже на 50% в ту или другую сторону не влияет на вывод о существовании бленды. Картина расщепления линий галлия и железа для исследуемого пятна с магнитным полем $H = 2800$ *гс* приведена на фиг. 2, *б*. Эквивалентная ширина выделенного в пятне профиля линии Ga ($W_н$) составила (в среднем) 31,8 *м*Å, а эквивалентная ширина бленды ($W_{бленды}$) в пятне 18,4 *м*Å.

Эквивалентную ширину галлия в фотосфере мы находили методом последовательных приближений:

1. В нулевом приближении считаем, что наблюдаемая эквивалентная ширина линии Ga в пятне ($W_п$) и в фотосфере ($W_ф$) одинакова. Тогда по [1] эквивалентная ширина ($W_п$) линии галлия в пятне, исправленная за рассеянный свет, будет

$$W_п = W_н (1 + \alpha) - W_ф \alpha = W_н. \qquad (2)$$

Содержание галлия в пятне определяем по формуле (1). Для исследуемого пятна $\Theta = 1{,}13$, $W_{Na}(5148) = 59{,}4$ *м*Å, $W_{Na}(5153) = 88{,}5$ *м*Å. Величины $\lg gf$ и $\Delta\chi$ брали из [6]. По линии λ5148 Na получаем $\lg N_{Ga} = 1{,}24$.

2. В первом приближении ищем, какова должна быть эквивалентная ширина линии λ4172 Ga в фотосфере, чтобы удовлетворять этому значению содержания галлия:

$$\lg W_{Ga} = \lg N_{Ga} - \lg N_{Na} + \lg W_{Na} - 2 \lg \left(\frac{\lambda_{Na}}{\lambda_{Ga}}\right) - \\ - \lg (gf)_{Na} + \lg (gf)_{Ga} - \Theta (\Delta\chi_{Na} - \Delta\chi_{Ga}).$$

По нашим измерениям в фотосфере [3] $W_{Na} = 19{,}5$ *м*Å, $\Theta = 0{,}94$. Отсюда $\lg W_{Ga} = 0{,}48$ и $W_{Ga} = 3{,}02$ *м*Å.

3. Принимая W_{Ga} в фотосфере равной 3,0 *м*А, вычисляем эквивалентную ширину линии галлия в пятне с учетом рассеянного света: $W_п = 75{,}0$ *м*Å и $\lg N_{Ga} = 1{,}42$.

Продолжив таким образом последовательные приближения и проделав аналогичные расчеты по линии λ5153 Na, мы окончательно получили, что в фотосфере $W_{Ga} = 7{,}2$ *м*Å, в пятне исправленная за рассеянный свет $W_п = 68{,}2$ *м*Å, $\lg N_{Ga} = 1{,}43$ и в фотосфере $W_{бленды} = 31{,}2$ *м*Å.

Так как наблюдаемая эквивалентная ширина бленды в пятне ~18 *м*Å, то истинная эквивалентная ширина, определенная по формуле

(2), оказывается равной нулю, и наличие бленды в пятне объясняется рассеянием фотосферного излучения. Поэтому можно считать, что бленда в фотосфере является линией ионизованного элемента.

Если предположение о существовании бленды в невозмущенной фотосфере верно, содержание галлия на Солнце (определенное по спектрам пятна и фотосферы) составляет $\lg N_{Ga} = 1{,}43 \pm 0{,}4$, что отличается от значения, полученного Гольдбергом, Мюллер и Аллером [6] ($\lg N_{Ga} = 2{,}36$). Ошибка нашего определения не превосходит $\pm 0{,}4$ в логарифме числа атомов. Возможная ошибка в определении сил осцилляторов нами не учитывалась.

Методика определения химического состава по спектрам солнечных пятен, разработанная совместно с Э. Е. Дубовым [1], была применена для определения содержания на Солнце индия [7], лития [3] и галлия. Эта методика применима также для определения содержания рубидия, но сделать это по нашим спектрам оказалось невозможным.

В заключение выражаю благодарность Э. Е. Дубову за руководство работой и В. К. Прокофьеву за полезное обсуждение статьи.

Май 1966 г.

Литература

1. Э. Е. Дубов, Т. П. Хромова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **31**, 247.
2. Rech. Astron. Utrecht, 1960, N 15.
3. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **32**, 26.
4. Б. П. Абражевский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**.
5. M. Minnaert, G. F. W. Mulders, J. Houtgast. Photometric Atlas of the Solar Spectrum. Amsterdam, 1940.
6. L. Coldberg, E. A. Müller, L. Aller. Astrophys. J. Suppl., 1960, **5**, N 45, 1.
7. Э. Е. Дубов, Т. П. Хромова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **35**, 186.
8. C. E. St. John, C. E. Moore a. o. Revision of Rowland's preliminary table. Carnegie Inst. of Washington Publ., 1928, N 396.
9. C. E. Moore. Atomic Lines in the Sun-Spot Spectrum. Princeton, 1933.
10. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев и др. Таблицы спектральных линий. М., Физматгиз, 1962.
11. C. E. Moore, Contr. Princeton. Obs., 1945, N 20.
12. G. R. Harrison. Wavelength tables with intensities in ARC, Spark, or discharge tube of more than, 100 000 spectrum lines. New York, 1939.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ВОЗНИКНОВЕНИЯ И ДВИЖЕНИЯ ВСПЫШЕК, СОПРОВОЖДАВШИХСЯ ВСПЛЕСКАМИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ IV ТИПА

М. Б. Огирь

Работа выполнена по материалам кинорегистрации хромосферных вспышек, осуществляемой на коронографе Крымской астрофизической обсерватории. На основании изучения 24 вспышек, сопровождавшихся всплесками радиоизлучения IV типа, описываются некоторые общие, характерные черты развития этих вспышек.

а) Вспышки со всплесками радиоизлучения IV типа возникают в виде двух практически параллельных друг другу ярких лент, которые очень близки одна к другой в начальной фазе вспышки, а затем расходятся.

б) Область, занимаемая обеими частями вспышек в начальный момент времени, очень узка (примерно на порядок меньше, чем у вспышек, имеющих сходный с ними вид в развитой фазе, но без всплесков IV типа).

в) Наблюдается сильная активизация близлежащих волокон и возникновение мощных выбросов.

г) Вспышки характеризуются быстрыми движениями светящегося фронта хотя бы у одной вспышечной ленты.

Подтверждается наличие связи между появлением вспышки и изменением магнитного поля перед ее возникновением, что проявляется в виде увеличения тени пятен и их сближении, а также в появлении новых пятен противоположной полярности вблизи существовавших пятен (см. также работы [8, 9]).

Обнаружена связь между средней скоростью движения вспышечной ленты, обладающей бо́льшей скоростью, и градиентом магнитного поля в области нейтральной точки, а также с интенсивностью радиовсплеска IV типа. Отмечается также наличие связи между градиентом магнитного поля и интенсивностью всплеска IV типа на волне 3 *см*.

ON SOME PECULIARITIES OF THE ORIGIN AND MOTION OF FLARES ACCOMPANIED BY TYPE IV BURSTS, by *M. B. Ogir*.— Data obtained by means of recordings of flares on the film with the coronograph of the Crimean Astrophysical Observatory are used for the investigation. General characteristics of flares accompanied by type IV bursts are described on the basis of a study of 24 flares:

a) Flares accompanied by type IV bursts originate in the form of two practically parallel bright ribbons, which are very close to each other at the initial phase of the flare, the distance between them increasing with time.

b) The region occupied by both parts of the flare at the initial moment of time is very narrow (by about one order less than that of flares having a similar form at the initial phase but not accompanied by type IV bursts).

c) A strong activization of neighboring filaments and the appearance of strong surges are observed.

d) These bursts are characterized by rapid motions of the emission front of at least one of the flare ribbons.

The association between the appearance of a flare and magnetic field variations before its origination is confirmed. This relation is evidenced in an increase in size in the penumbras of spots and decrease in the distance between them and also in the appearance of new spots of opposite polarity near existing spots (see also [8] and [9]).

An association is found between the mean velocity of motion of the flare ribbon, which has a larger velocity, and the magnetic field gradient in the region of the neutral point and also the type IV burst intensity. The existence of a relation between the magnetic field gradient and the type IV burst intensity at 3 cm is also noted.

По материалам кинорегистрации хромосферных вспышек, осуществляемой на коронографе Крымской астрофизической обсерватории, был рассмотрен характер образования и движения 24 хромосферных вспышек (см. таблицу, в которой приведены данные о вспышках, которые были подвергнуты обработке), сопровождавшихся всплесками радиоизлучения IV типа (протонные вспышки). Изучением этих вспышек занимались многие авторы. Так, Эллисон, Мак Кенна и Рейд [4] рассмотрели 10 хромосферных вспышек с эффектами космических лучей за период с 1942 по 1960 г. Они отметили быстрое нарастание яркости у этих вспышек (за 2—3 мин.), большую площадь (до 2000 миллионных долей полусферы), наличие двух вспышечных волокон, движущихся параллельно «магнитной оси» группы пятен, и покрытие тени пятен с наибольшей напряженностью поля. По мнению этих авторов, фаза извержения частиц из вспышек отмечается в период максимального развития вспышки в линии H_α.

Кривский [5] заметил, что все такие вспышки должны пройти в своем развитии через одну и ту же фазу: от одного эмиссионного волокна отделяется другое, отходит в сторону, будучи в течение нескольких минут связанным одним крылом в определенной точке с первым, почти стационарным эмиссионным волокном. Эту фазу в развитии вспышек он назвал *V*- или *Y*-фазой. После нее образуются два почти параллельных эмиссионных волокна вспышки. *Y*-фазу, образующуюся за несколько минут до максимума яркости вспышки в H_α, Кривский считает областью, в которой происходит ускорение частиц.

А. Б. Северный [6] рассмотрел положение 15 больших вспышек, сопровождавшихся генерацией космических лучей, относительно магнитного поля в фазе максимального развития вспышек. Он показал, что яркие вспышечные волокна ориентируются в магнитном поле так, чтобы расположиться вдоль линий, проходящих через нейтральную точку и одноименные полюсы или вдоль нейтральных линий продольного поля.

Дата	Время вспышки	Балл	Координаты	Интенсивность радиовсплеска*, 10^{-22} *вт/м²·гц*			Скорость движения вспышечной ленты с наибольшим движением, *км/сек*
				λ 3 *см*	λ 10 *см*	λ 1,5 *см*	
31.VIII 1956 г.	$12^h\,26^m$—$16^h\,30^m$	3^+	*N*16*E*15	~10 000**	340	22 500	65
4.VI 1957 г.	09 00—09 48	2^+	*S*20*W*30		350	800	20
28.VI	06 58—09 50	2^+	*N*10*E*27	622		~1 000	13
30.VI	09 30—10 28	2	*N*09*W*03		119	135	6
3.VII	07 12—08 30	3	*N*14*N*40		585		28
3.VII	08 30—11 45	3^+	*N*10*W*42	2 960		920	100
28.VIII	08 10—14 04	3	*S*31*E*33	693	~ 1 192		20
3.IX	14 12—16 56	3	*N*23*W*30	515	1 350	320	37
16.VIII 1958 г.	04 33—08 31	3^+	*S*14*W*50	~7 340	~5 030	~2 300	50
14.VII 1959 г.	03 25—11 21	3^+	*N*17*E*06	6 300	~6 000		30
14.VII	14 01—17 30	3^+	*S*25*E*37		85		14
1.IV 1960 г.	08 43—13 55	3	*N*12*W*11	2 400		1 000	17
1.VI	08 23—13 40	3^+	*N*29*E*46	~3 400	1 300	600	37
29.X	10 26—13 31	3	*N*22*E*26	~900	~350	160	30
12.XI ***	13 15—19 22	3^+	*N*26*W*08	3 750		300	28
12.VII 1961 г.	10 00—13 00	3^+	*S*07*E*22	1 500	1 100	2 000	22
18.VII	09 20—12 50	3^+	*S*07*W*59		800	200	~10

* Данные об интенсивности всплесков радиоизлучения IV типа взяты из [1].

** Примерная оценка интенсивности всплеска взята из [2].

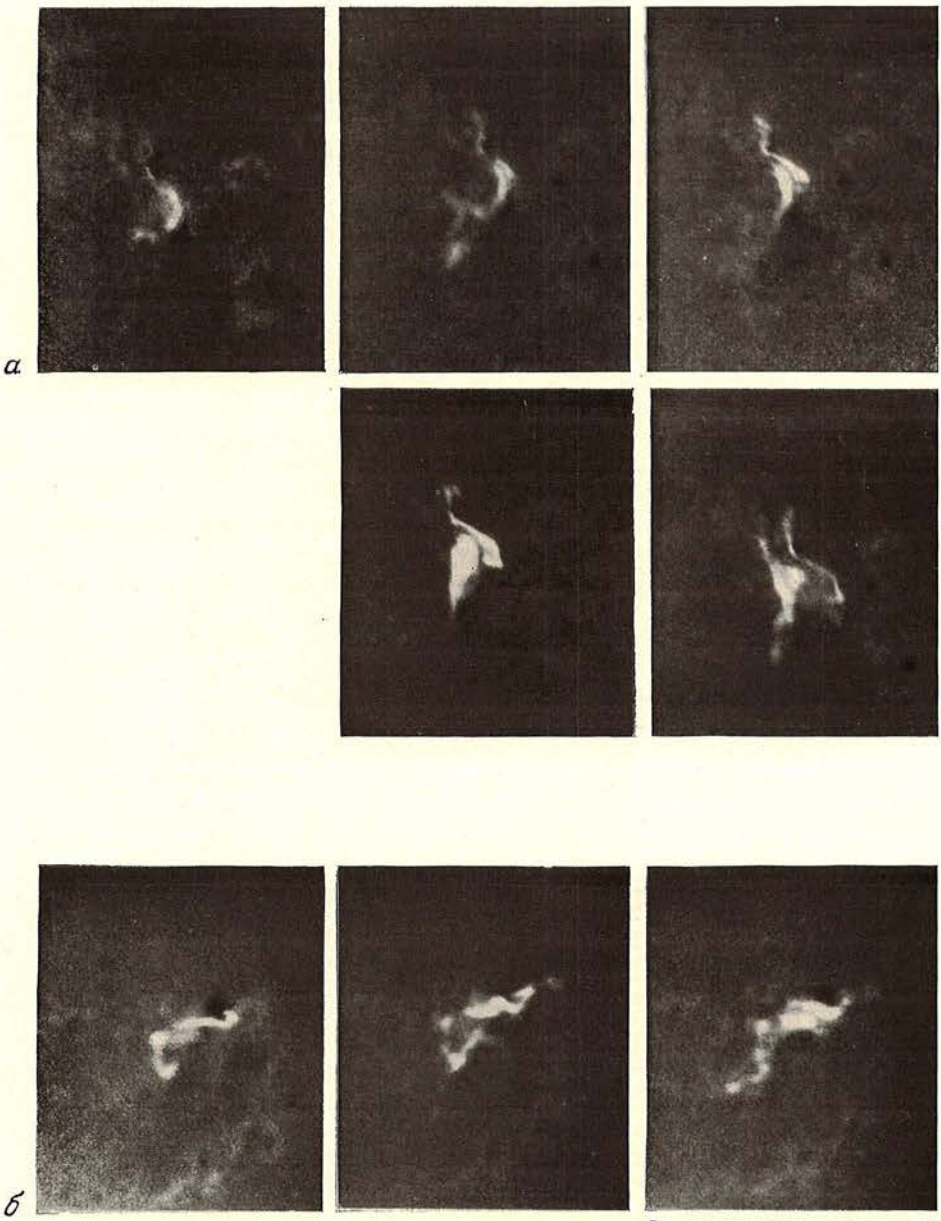
*** По ложение вспышки 12.XI 1960 г. относительно пятен взято из [3].

Изучение наших кинофильмов хромосферных вспышек, давших радиовсплески IV типа, обнаруживает следующую картину их появления. В одних случаях образуется яркая лента неоднородной яркости, которая уже через несколько минут после возникновения как бы раздваивается на две узкие ленты, практически параллельные друг другу. В других случаях сразу появляются не одна, а две очень близкие параллельные ленточки. На самой ранней стадии развития вспышки отчетливо видно (фиг. 1), что вспышечные ленты не однородны по всей своей длине, а как бы состоят из отдельных маленьких ярких узелков, которые быстро ярчают, сливаются друг с другом и образуют сплошные длинные ленты. Как видно на приведенных фотографиях некоторых из рассмотренных вспышек, первоначально узкие вспышечные ленты в течение нескольких минут существенно увеличиваются по размерам, ярчают и отодвигаются одна от другой. Подобный же характер развития отметил и Бруцек [7] при рассмотрении 25 сильных хромосферных вспышек. Мне же хочется подчеркнуть, что так развиваются не только самые сильные вспышки, но и вспышки, более слабые по своей яркости в линии H_α. Так, в каталоге радиовсплесков IV типа [8] приводятся всплески для вспышек с баллом от 1 до 3^+; балл рассмотренных нами вспышек находится в пределах от 2 до 3^+. Общим же для всех вспышек с таким развитием в H_α является то, что все они сопровождались всплесками радиоизлучения IV типа.

Наблюдаются также вспышки, которые в процессе своего развития приобретают вид двух или даже трех параллельных друг другу лент, как, например, во вспышке 19.VI 1958 г. (фотографии некоторых из таких вспышек приведены на фиг. 2), но не сопровождаются всплесками IV типа и вызывают весьма слабые эффекты в радиодиапазоне. Рассмотрение таких вспышек в начальный момент их возникновения показывает, что все они появлялись таким образом, что их очаги уже с самого начала были заметно разделены, располагаясь по обе стороны от сильных волокон. Если ширина области, занимаемая в начальный момент времени протонной вспышкой, колеблется от $1 \cdot 10^3$ до $5 \cdot 10^3$ *км* для разных случаев, то в случае непротонных вспышек эта величина меняется в пределах от $1 \cdot 10^4$ до $3 \cdot 10^4$ *км*, т. е. вспышки со всплесками радиоизлучения IV типа возникают в области, примерно на порядок более узкой, чем сходные с ними по виду в развитой фазе вспышки без радиовсплесков IV типа. Кроме того, эмиссионные волокна этих последних вспышек не обнаруживают столь заметного удаления от места своего появления и таких направленных движений, как в протонных вспышках.

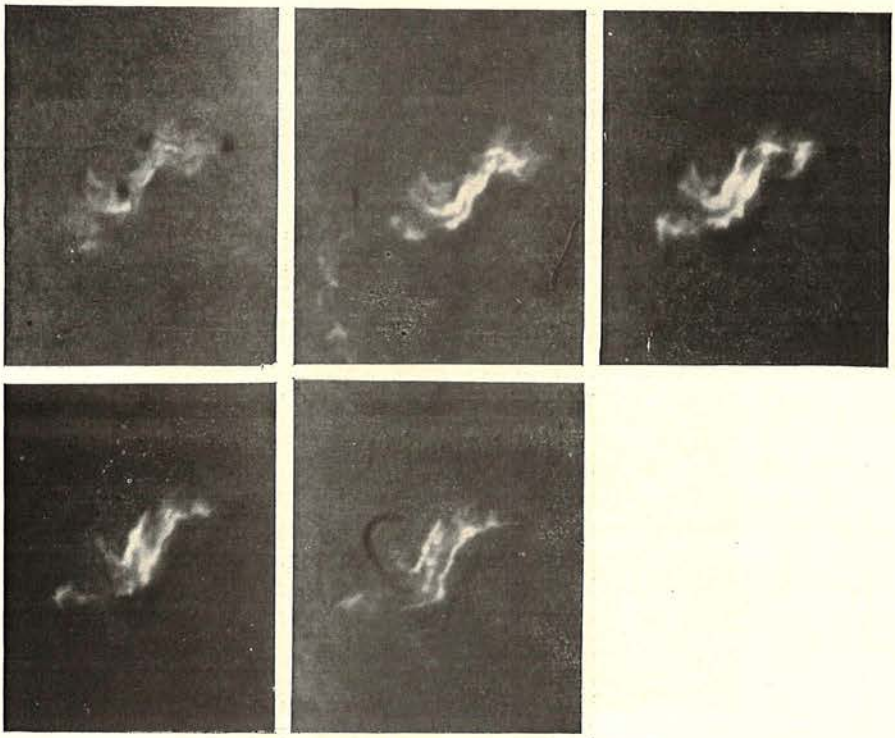
Наблюдавшийся в изучаемых вспышках процесс разделения и развития ярких лент часто сопровождался очень сильной активизацией близлежащих волокон, которые в ряде случаев можно было отчетливо проследить до места их подхода к зазору между вспышечными лентами (например, во вспышках 31.VIII 1956 г., 14.VII 1959 г., 1.VI 1960 г., 18.VII 1961 г.). Иногда, как, например, во вспышке 12.VII 1961 г., можно было заметить мощный выброс, возникший в непосредственной близости от вспышки. Наличие выбросов, связанных с такого рода вспышками, отмечалось также в [4, 9].

Примерно для половины вспышек, когда можно было уверенно совместить зарисовки вспышек с зарисовками пятен, были сделаны совместные эскизы пятен и вспышек. На фиг. 3 представлено несколько таких эскизов, сделанных для различных моментов развития вспышки. Кроме того, для каждой такой зарисовки приводится еще эскиз этой же группы пятен за день до вспышки. Рассмотрение эскизов отчетливо показывает, что вспышки всегда возникали в очень узкой области между пятнами противоположной полярности (в рассмотренных случаях ширина такой области равна в среднем $5 \cdot 10^3$ *км*), располагаясь в своей более развитой фазе практически параллельно линии раздела полярностей. Очень часто пятна,

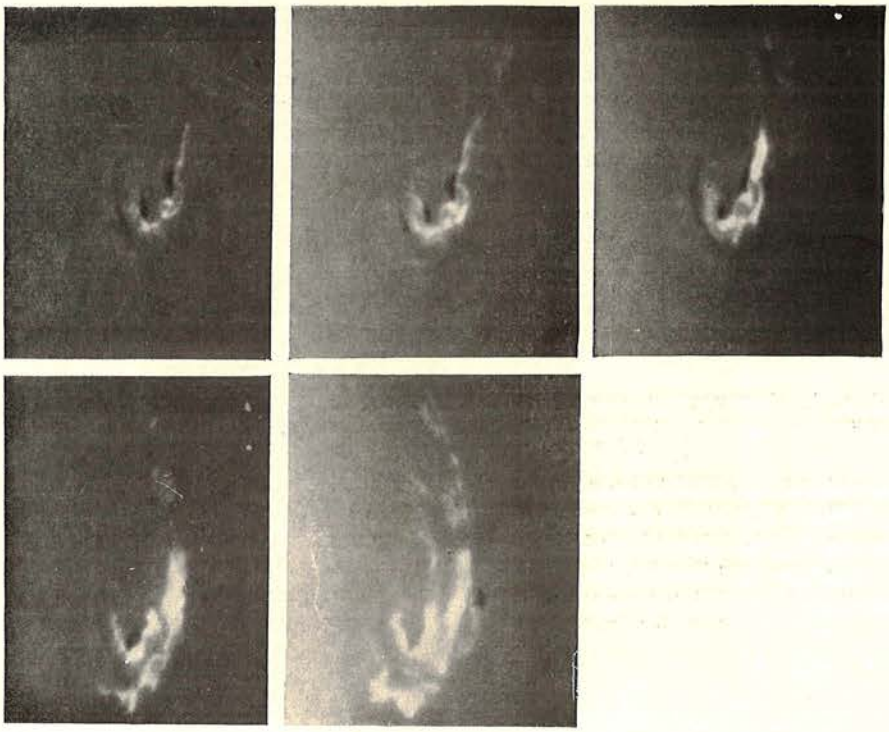


Фиг, 1. Фотографии некоторых хромосферных вспышек, сопровождавшихся радиовсплесками IV типа

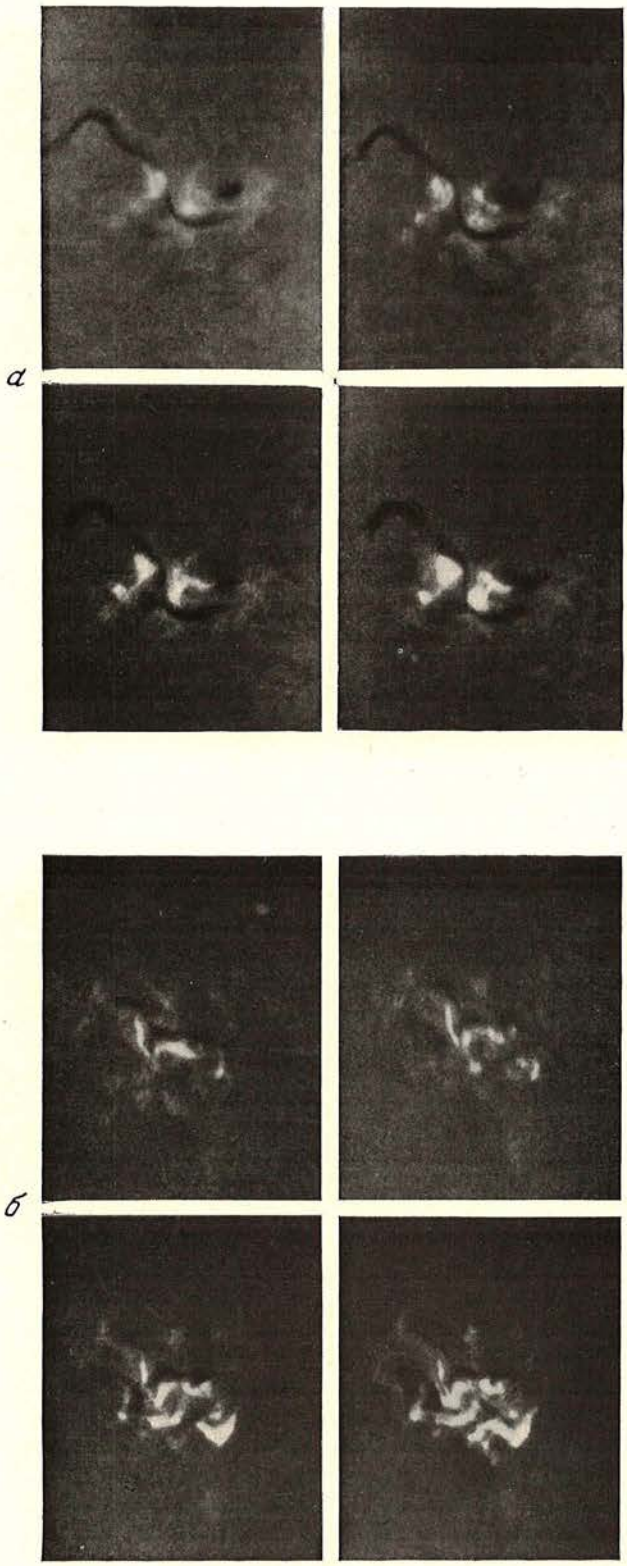
а — вспышка 31. VIII 1956 г. в моменты (*UT*) $9^h31^m,5$, 9^h41^m, 9^h45^m, 10^h10^m; *б* — вспышка 16. VIII 1958 г. в моменты $4^h36^m,5$, 4^h40^m, 4^h45^m, 5^h00^m; *в* — вспышка 12.VII 1961 г. в моменты $10^h08^m,5$, 10^h23^m, 10^h45^m, 11^h13^m; *г* — вспышка 18.VII 1961 г. в моменты 9^h42^m, 9^h49^m, 9^h57^m; 10^h19^m, 10^h50^m, 11^h00^m



в

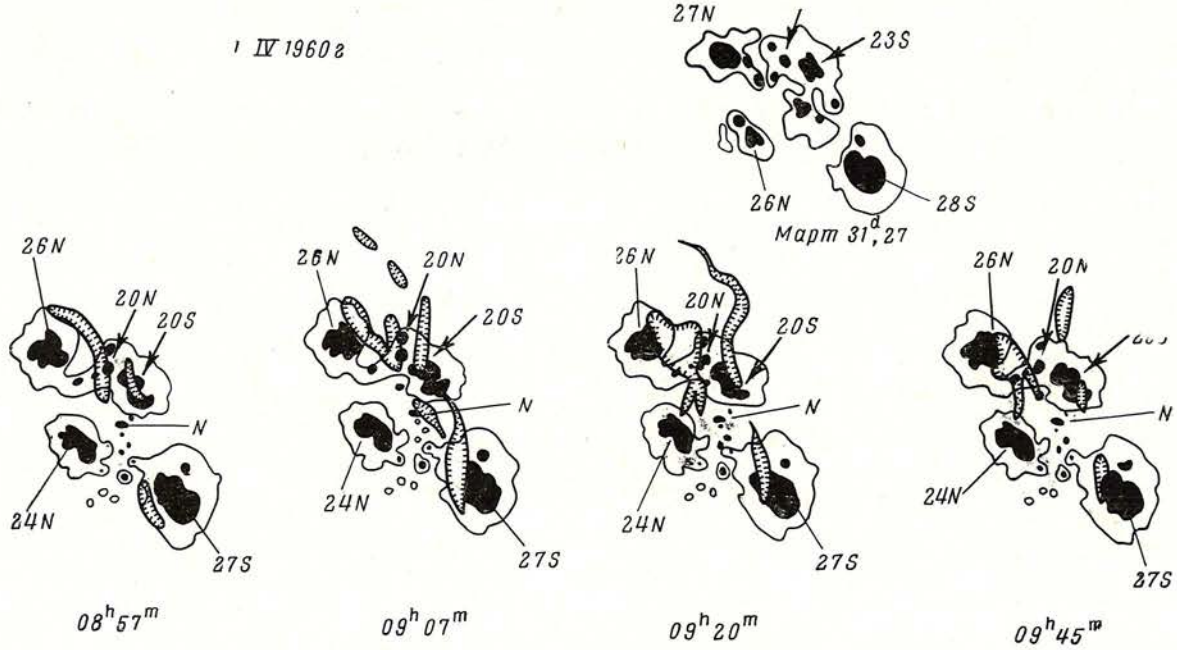


г



Фиг. 2. Фотографии некоторых хромосферных вспышек без радиовсплесков IV типа

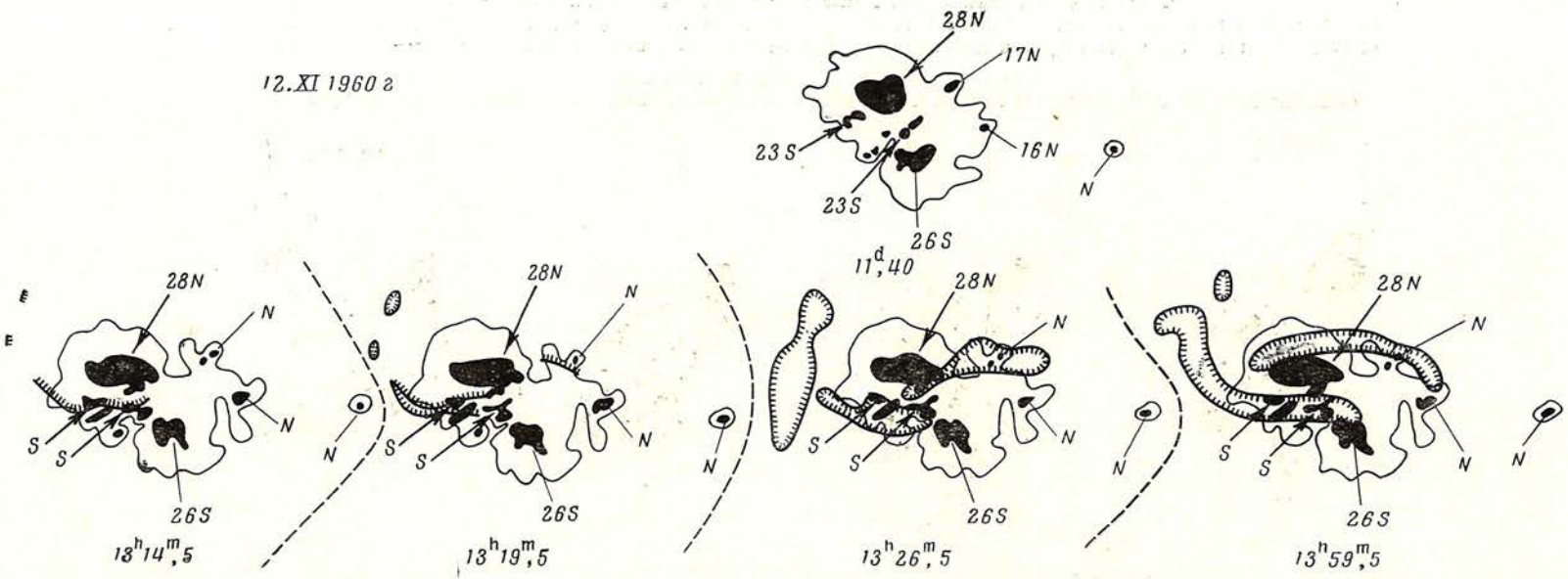
а — вспышка 11.VII 1957 г. в моменты 12^h55^m, $13^h04^m,5$, $13^h,14^m$, 13^h29^m; б — вспышка 19.VI 1958 г. в моменты 9^h43^m, 9^h58^m, 10^h03^m, 10^h10^m



Фиг. 3. Положение некоторых из рассмотренных вспышек в разные моменты времени относительно пятен (продолжение на стр. 98, 99)

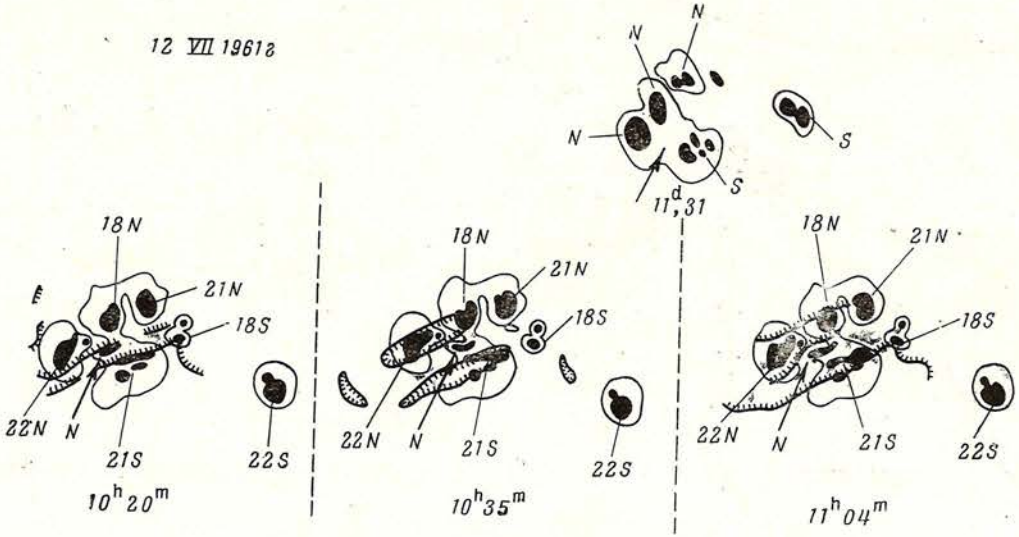
Тень пятен затушевана, полутень обведена тонкой сплошной линией, вспышки очерчены жирной сплошной линией со штриховкой по внутреннему краю. В правом верхнем углу приведен эскиз этой же группы пятен за предыдущий день. Стрелками обозначены пятна, претерпевшие изменения в день вспышки.

Вспышка 1. IV 1960 г.: зарисовки относятся к моментам: пятна— 5^h03^m, вспышка — 8^h54^m, 8^h57^m, 8^h20^m, 8^h45^m.



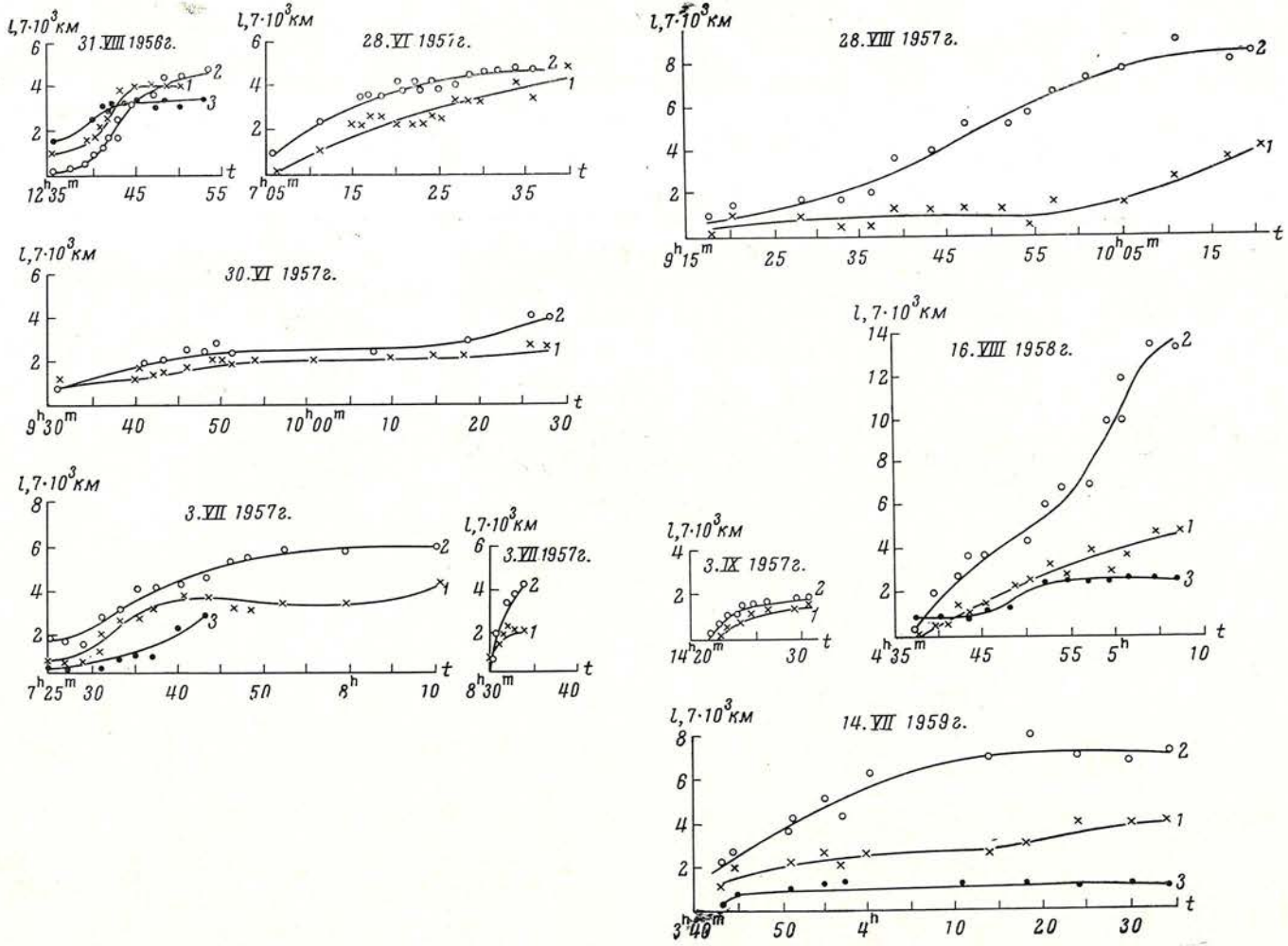
Фиг. 3 (продолжение)

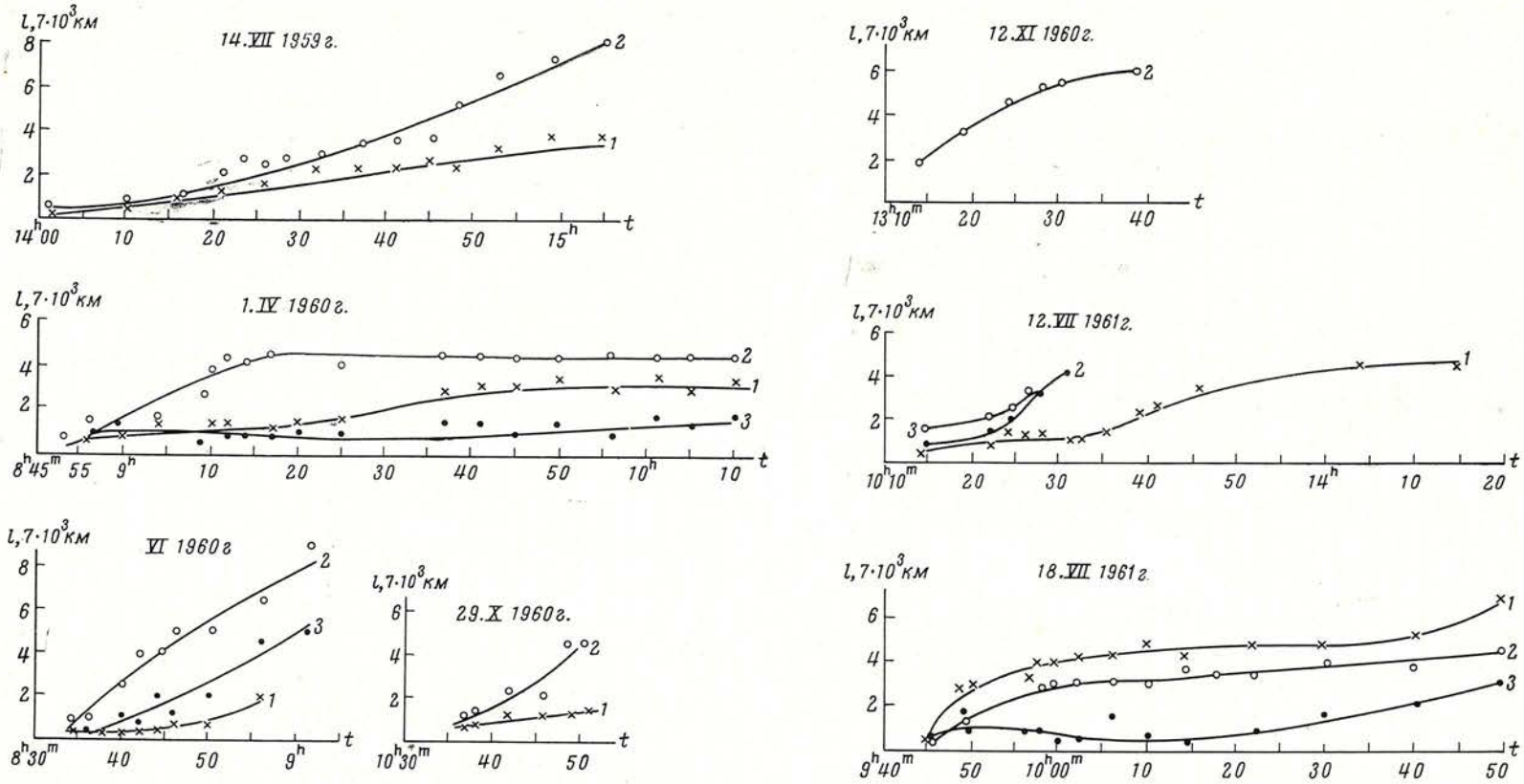
Вспышка 12. XI 1960 г.: зарисовки относятся к моментам: пятна — 7^h30^m, вспышка $13^h14^m,5$, $13^h19^m,5$, $13^h26^m,5$, $13^h59^m,5$.



Фиг. 3 (окончание)

Вспышка 12. VII 1961 г.: зарисовки относятся к моментам: пятна — 6^h47^m, вспышка — 9^h20^m, 10^h35^m, 11^h04^m


l,7·10³км
31.VIII 1956г.
28.VI 1957г.
28.VIII 1957г.
30.VI 1957г.
16.VIII 1958г.
3.VII 1957г.
3.IX 1957г.
14.VII 1959г.
t



Фиг. 4. Графики движений, наблюдавшихся во вспышках

1 — расширение промежутка между обеими частями вспышки; *2* — движение светящегося фронта вспышечной ленты с большей скоростью; *3* — движение светящегося фронта вспышечной ленты с меньшей скоростью (начало на стр. 100)

между которыми возникла вспышка, претерпевали заметные изменения по сравнению с предыдущим днем (такие пятна на эскизах отмечены стрелками). В одних случаях эти изменения проявляются в виде увеличения размеров тени и сближении пятен, как, например, при вспышках 1.IV 1960 г. и 12.XI 1960 г., в других случаях в день вспышки около пятна одной полярности появилось пятно противоположной полярности и между ними возникла вспышка (12.VII 1961 г.). Все это полностью подтверждает выводы работ [10, 11] об изменении конфигурации и усилении пятен перед вспышками.

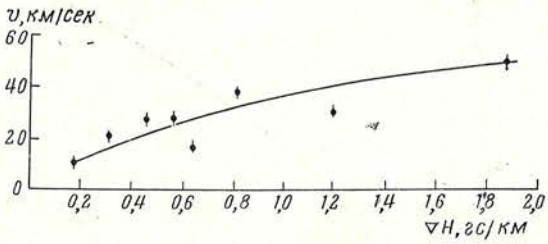
Уже через несколько минут после возникновения вспышки можно ясно заметить движение обеих ее лент, носящее характер удаления от нейтральной линии продольного поля, причем каждая лента движется в области своей полярности, как это отмечалось и в [12]. Кривский, рассматривая сильные протонные вспышки, отмечал, что движется одна лента, а другая практически неподвижна [5, 13]. В действительности, движутся они обе, но только какой-нибудь из них магнитное поле предоставляет бóльшую возможность для движения, чем другой. На приведенных эскизах видно, что вспышечные ленты перемещаются над мелкими пятнами и, дойдя до крупных пятен, надвигаются на них, покрывают эти пятна и практически прекращают свое движение (например, во вспышках 1.IV 1960 г., 12.VII 1961 г.). В ряде вспышек можно заметить огибание вспышечной лентой сильного пятна, после чего движение ее происходит в направлении области более слабого поля (например, во вспышке 12.XI 1960 г.). Движущийся яркий фронт вспышки может удалиться от места своего первоначального положения на расстояние до $9 \cdot 10^4$ *км* (как это наблюдалось во вспышке 16.VIII 1958 г.).

Во всех изученных случаях было ясно видно также увеличение расстояния между обеими частями вспышки. Каждая лента изнутри очень четко очерчена в течение довольно длительного времени (десятки минут). Можно было проследить постепенное увеличение зазора между лентами, причем внутренние границы лент еще продолжали оставаться четкими при неизменной яркости, т. е., вероятно, происходило реальное движение внутренних границ, направленное в ту же сторону, что и движение внешних границ (это отмечалось также и в [12]). На фиг. 4 приведены графики движения светящегося фронта каждой вспышечной ленты и изменения внутреннего расстояния между ними. Наблюдаемые средние скорости движения переднего фронта различны — от 10 до 100 *км/сек*. Скорость расширения внутренней области иногда близка к скорости движения хотя бы одного из внешних фронтов, особенно в начальной стадии. В более поздний период развития вспышек скорость расширения зазора почти всегда гораздо меньше, чем скорость движения внешних границ.

Спектральные наблюдения вспышек в очень многих случаях обнаруживают у них еще до максимума яркости в H_α наличие красной асимметрии (см., например, [14]). Джеффрис, Е. Смит и Г. Смит [15] наблюдали смещение (~2 Å) пика интенсивности H_α в красную часть во вспышке 18.VII 1957 г. В. А. Крат и В. М. Соболев [16, 17] по спектральным данным отметили во вспышках наличие ярких струй, движущихся преимущественно вниз, к фотосфере. Струи были видны в линиях H и K Ca II. В. Г. Банин [18] по спектральным наблюдениям, выполненным в Крымской астрофизической обсерватории, тоже обнаружил существование в линиях H и K Ca II слабо светящихся струй, которые иногда обнаруживаются и в ранних членах бальмеровской серии. Он также отметил сильное смещение эмиссии вспышек в красную часть. Согласно [18], асимметрия вызывается усилением красного крыла эмиссии во вспышке из-за наложения дополнительной эмиссии движущихся частиц.

С. И. Гопасюк [19] по записям лучевых скоростей в линии H_β обнаружил значительное увеличение отношения потока опускающегося газа

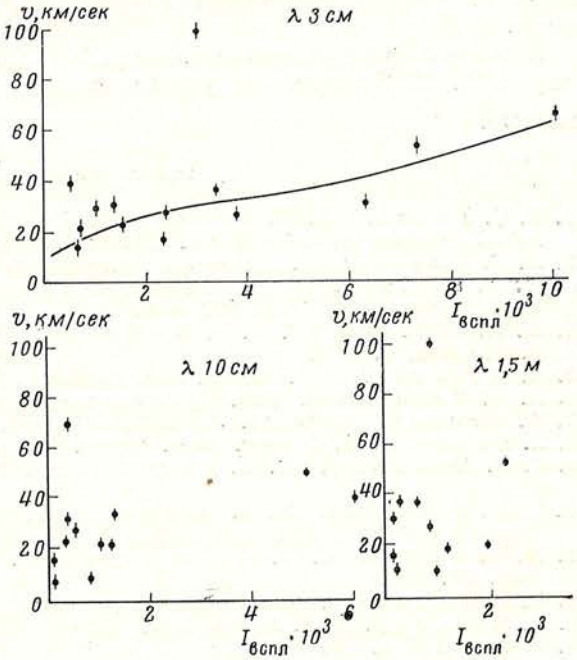
к потоку поднимающегося газа на уровне хромосферы после максимума вспышки 1.IV 1960 г. (примерно в семь раз больше, чем при отсутствии вспышки). Он также отметил, что результаты записей лучевых скоростей на уровне фотосферы и хромосферы находятся в согласии, если считать, что во вспышке происходит подъем вещества из фотосферы в хромосферу с последующим его опусканием.



Фиг. 5. Зависимость между средней скоростью движения вспышечного фронта с большей скоростью и градиентом магнитного поля в области нейтральной точки

Если рассмотренную нами картину удаления вспышечных лент от области нейтральной линии продольного поля, наблюдающуюся уже через несколько минут после появления вспышки, дополнить спектральными данными [15—18] и данными работы [19] об опускании вещества вспышек к фотосфере, то получится картина постепенного расхождения обеих частей вспышки и одновременного спада вспышечной материи из более высоких слоев вниз под некоторым углом к поверхности Солнца (при этом не рассматривается самая ранняя стадия развития вспышек).

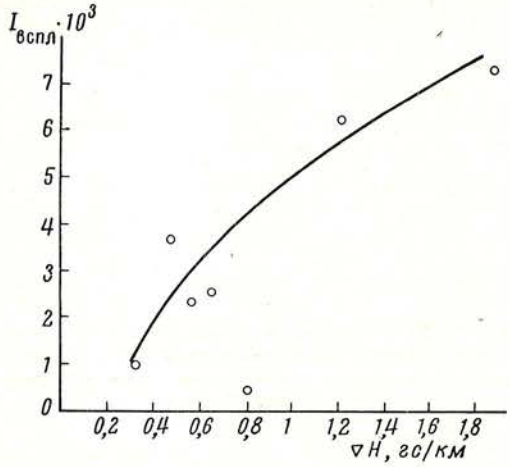
Средняя тангенциальная скорость движения вспышечной ленты, обладающей бóльшей скоростью, оказывается тем больше, чем больше градиент магнитного поля, измеренный в области нейтральной точки (описание метода определения градиента поля см. в [10]). Эта зависимость приведена на фиг. 5. Большинство данных о градиенте взято из [10], некоторые были вычислены дополнительно тем же способом. Сравнение скорости движений с интенсивностью всплеска радиоизлучения на волне 3 *см* показывает, что намечается тенденция возрастания интенсивности радиовсплеска на волне 3 *см* с увеличением скорости движения (фиг. 6). На волне 10 *см* по имеющимся данным эта связь намечается очень слабо, а на волне 1,5 *м* практически не намечается. Как можно ожидать из зависимостей, приведенных на фиг. 5 и 6, должна быть также связь между интенсивностью всплеска на волне 3 *см* и градиентом магнитного поля, измеренным в области нейтральной точки. График, приведенный на фиг. 7, который, правда, построен по очень небольшому числу точек, как будто подтверждает существование такой зависимости. Надо отметить, что эта связь не является отражением ранее отмеченной в [10]



Фиг. 6. Зависимость между средней скоростью движения вспышечного фронта и интенсивностью всплеска радиоизлучения IV типа

Вертикальными черточками отмечена ошибка измерения v

связи градиента поля с баллом вспышки, поскольку все вспышки, для которых был построен этот график, были одного и того же балла 3^+, за исключением вспышек 1.IV 1960 г. и 3.IX 1957 г. балла 3.



Фиг. 7. Зависимость между интенсивностью радиовсплеска IV типа на λ 3 *см* и градиентом магнитного поля в области нейтральной точки

Таким образом, в настоящей работе отмечены некоторые общие характерные черты в развитии вспышек, сопровождавшихся всплесками радиоизлучения IV типа, и подтверждается наличие тесной связи между появлением вспышек и изменением магнитного поля в активной области. Для исследованных вспышек обнаружена связь между скоростью движения светящегося фронта вспышечной ленты с наибольшей скоростью и градиентом магнитного поля в области нейтральной точки, а также с интенсивностью всплеска радиоизлучения на волне 3 *см*. Кроме того, отмечается наличие связи между интенсивностью всплеска радиоизлучения IV типа и градиентом магнитного поля в области нейтральной точки.

Приношу благодарность чл.-корр. АН СССР А. Б. Северному, Э. Е. Дубову и Н. Н. Степанян за участие в обсуждении работы.

Май 1966 г.

Литература

1. F. C. Jonah, H. D. Dodson-Prince, E. R. Hedeman. Solar Activity Catalogue, v. 1, 1965; v. 2, 1965; v. 3, 1965; v. 4, 1965; v. 5, 1965.
2. А. С. Дворяшин. Солнечная активность, 1965, **2**, 92.
3. M. A. Ellison, S. M. P. McKenna, J. H. Reid. Monthly Notices Roy. Astron, Soc., 1961, **122**, 491.
4. M. A. Ellison, S. M. P. McKenna, J. H. Reid. Dunsink Obs. Publ., 1961, **1**, N 3.
5. L. Křivský. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1963, **14**, N 3, 77.
6. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **30**, 161.
7. A. Bruzek. Astrophys. J., 1964, **140**, 746.
8. Z. Švestka, J. Olmr. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1966, **17**, N 1, 4.
9. С. Т. Акиньян, Е. И. Долгинова. Солнечная активность, 1965, **2**, 183.
10. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **29**, 15.
11. М. Б. Огирь, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 272.
12. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, **25**, 114.
13. L. Křivský. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1964, **15**, N 2, 75.
14. Z. Švestka, M. Kopecký, M. Blaha. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1962, **13**, N 2, 37.
15. J. Jefferies, E. v. p. Smith, H. J. Smith. Astrophys. J., 1959, **129**, 146.
16. В. А. Крат, В. М. Соболев. Изв. ГАО, 1958, **31**, вып. 3, № 162, 2.
17. Курс астрофизики и звездной астрономии, т. III. Изд-во «Наука», 1964, 132.
18. В. Г. Банин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 118.
19. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **32**, 14.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

К ВОПРОСУ О СООТНОШЕНИЯХ ПОДОБИЯ В МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ И ВОЗМОЖНОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ЯВЛЕНИЙ В ЛАБОРАТОРИИ

Э. Е. Дубов

При попытке моделирования солнечных магнитогидродинамических процессов в лаборатории приходится учитывать огромное различие масштабов явления. Однако для этого нельзя использовать соотношения подобия, развитые в теории газового разряда. Новые соотношения подобия должны строиться на системе уравнений, включающих уравнение состояния и уравнения движения.

Для различных измеряемых в эксперименте величин найдено, во сколько раз они должны быть изменены при определенном соотношении масштабов. Оказалось, что моделирование солнечных явлений в лаборатории наталкивается на большие трудности и во всяком случае, требует мощной импульсной техники.

ON SIMILARITY RELATIONS IN MAGNETOHYDRODYNAMICS AND THE POSSIBILITY OF SIMULATING SOME SOLAR PHENOMENA IN THE LABORATORY, by *E. E. Dubov*. In an attempt to simulate solar magnetohydrodynamic processes in the laboratory the extremely large scale differences of the phenomena must be taken into account. The similarity relations developed in the theory of gaseous discharges cannot however be used for this purpose. New similarity relations must be obtained on the basis of equations system, which include the system of state and equations of motion.

For various quantities measured in the laboratory under a definite scale ratio the necessary correspondence have been inferred. Great difficulties are met in simulating solar phenomena in a laboratory and in any case powerful impulse technique is necessary.

Стремясь в лабораторных условиях поставить эксперименты по изучению поведения вещества в условиях атмосферы Солнца, мы столкнулись с тем вообще хорошо известным обстоятельством, что теория подобия, разработанная в электродинамике только для газового разряда, не подходит для обсуждения магнитогидродинамических экспериментов. Эта теория требует помимо геометрического подобия сохранения при подобных преобразованиях потенциалов и токов [1—3]. Если принять эти требования, то окажется, что различные члены уравнения движения преобразуются по-разному, не сохраняются соотношение магнитной и кинетической энергий в среде и скорость магнитогидродинамических волн. Мы предлагаем при построении теории подобия исходить из следующих условий.

I. Сохранение чисел Рейнольдса — гидродинамического Lu/ν и магнитного $Lu/\nu_m = 4\pi Lu\sigma/c^2$, где σ — проводимость.

II. Сохранение величины $A = \rho u^2/(H^2/4\pi)$, равной отношению кинетической и магнитной энергий в единице объема, что эквивалентно сохранению магнитогидродинамической скорости $v_A = H/\sqrt{4\pi\rho}$.

III. Выполнение уравнений магнитной гидродинамики:

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}\,\mathbf{j}, \tag{1}$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = \frac{d\mathbf{H}}{dt}, \tag{2}$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho_e, \tag{3}$$

$$\mathbf{j} = \sigma\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{u} \times \mathbf{H}]\right), \tag{4}$$

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{1}{c}[\mathbf{j} \times \mathbf{H}] \tag{5}$$

или

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{1}{c}]\mathbf{j} \times \mathbf{H}] + \nabla p. \tag{5'}$$

Обозначения везде обычные.

Теперь предположим, что линейный масштаб (L) изменится в a раз. Тогда из уравнений (1) и (2) сразу следует, что время t изменяется, как и L, т. е. в a раз, и, следовательно, скорость при таком преобразовании остается неизменной. Из уравнений (1), (2) и (4) видно, что E изменяется так же, как и H. Из условия II следует, что H и E изменяются, как $\rho^{1/2}$, где ρ — плотность. Условие I требует, чтобы была обеспечена пропорциональность σ и a^{-1}. Из уравнения (5) и из закона изменения напряженности магнитного поля следует, что плотность тока j будет изменяться, как произведение $\rho^{1/2}a^{-1}$. Из уравнения (5′), если иметь в виду, что давление p пропорционально ρT, получим, что температура при этом не изменится, а это означает, в свою очередь, неизменность хаотической, тепловой скорости $\bar{u}$, которая пропорциональна $T^{1/2}$. Так как вязкость ν пропорциональна $\bar{u}\bar{\lambda}$, где $\bar{\lambda}$ — длина свободного пробега, пропорциональная ρ^{-1}, то из условия I (сохранение гидродинамического числа Рейнольдса) имеем, что ρ должно изменяться, как a^{-1}. Согласно уравнению (3) имеем, что концентрация зарядов n_e, пропорциональная ρ_e, изменяется, как $a^{-3/2}$, а степень ионизации $X = n_e/n$ меняется, как $a^{-1/2}$. Так как выше найдено, что $\sigma = n_e e^2\tau/m$ меняется, как a^{-1}, то τ пропорциональна $a^{1/2}$. Иными словами, время свободного пробега заряженной частицы должно измениться пропорционально отношению $\bar{\lambda}_e/\bar{\lambda} = a^{3/2}/a^1$, а не пропорционально $\bar{\lambda}_e$, т. е. не как $a^{3/2}$. Чтобы обеспечить выполнение указанных условий, экспериментатор должен подбирать газы с соответствующими эффективными сечениями ионизации ударом. Радиус жирации частиц $r = mu_\perp^2/H$ изменяется не пропорционально a, как можно было бы ожидать, а пропорционально $a^{1/2}$. Однако дрейфовая скорость $V = c[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]/H^2$, связанная с действием электрических и магнитных полей, не меняется. Дрейфовая скорость под действием силы тяжести изменится, так как $V = c[\mathbf{f} \times \mathbf{H}]/eH^2$ (где $\mathbf{f}$ — сила тяжести), так что V пропорционально g/H (где g — ускорение силы тяжести). Некоторая трудность теории заключается в том, что для выполнения обобщенного закона Ома надо считать, что величина электронного давления p_e должна меняться не как n_e, а как $n_e\tau$, т. е. что p_e меняется как p ($\sim a^{-1}$) (вернее, ∇p_e должно изменяться, как ∇p). Частота жирации $\omega = eH/mc$ будет пропорциональна $a^{-1/2}$, так что важная в магнитной гидродинамике величина $\omega\tau$ не зависит от масштаба эксперимента, т. е. характер анизотропии проводимости сохраняется. Все полученные выше соотношения сведены в таблицу.

Итак, если экспериментатор обеспечит, чтобы геометрический масштаб и время изменились одинаково (в a раз), скорость и температура не изменились, проводимость и плотность изменились обратно пропорционально масштабу (a^{-1}), а поля изменились обратно пропорционально корню квадратному из масштаба ($a^{-1/2}$), то соотношение кинетической и магнитной энергий в единице объема среды, гидродинамическое и магнитное числа Рейнольдса, скорость магнитогидродинамических волн, степень

Характеристика		Теория подобия для разрядов [1,2]	Новые соотношения подобия	Фотосфера		Нижняя хромосфера		Солнечные пятна	
				на Солнце	после редукции	на Солнце	после редукции	на Солнце	после редукции
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Масштаб	L	a^1	a^1	10^9	10	10^9	10	10^9	10
Время	t	a^1	a^1	10^5	10^{-3}	10^4—10^3	10^{-4}—10^{-5}	10^6	10^{-2}
Скорость	u	a^0	a^0	10^5	10^5	10^6	10^6	10^4	10^4
Температура	T	a^0	a^0	6000	6000	7000	7000	4000	4000
Концентрация частиц	n	a^{-1}	a^{-1}	$3\cdot10^{17}$	—	$5\cdot10^{12}$	—	10^{17}	—
Плотность	ρ	a^{-1}	a^{-1}	$5\cdot10^{-7}$	50	$8{,}5\cdot10^{-12}$	$8{,}5\cdot10^{-4}$	$2\cdot10^{-7}$	20
Напряженность магнитного поля	H	a^{-1}	$a^{-1/2}$	10^2	10^6	10	10^5	10^3	10^7
Напряженность электрического поля	E	a^{-1}	$a^{-1/2}$	—	—	—	—	—	—
Проводимость	σ	a^{-1}	a^{-1}	10^{13}	10^{21}	10^{13}	10^{20}—10^{21}	$2\cdot10^{10}$—$2\cdot10^{1}$	$2\cdot10^{18}$—10^{19}
Давление	p	a^{-1}	a^{-1}	10^5 *дн*	10^7 *ат*	10 *дн*	10^3 *ат*	$4\cdot10^4$ *дн*	1—$4\cdot10^6$ *ат*
Электронная концентрация	n_e	a^{-2}	$a^{-3/2}$	$3\cdot10^{13}$	$3\cdot10^{25}$	$5\cdot10^{10}$	$5\cdot10^{24}$	10^{11}—10^{12}	$5\cdot10^{23}$
Степень ионизации	X	a^{-1}	$a^{-1/2}$	10^{-4}	1	10^{-2}	10^2	10^{-6}	10^{2}
Плотность тока	j	a^{-2}	$a^{-3/2}$						
	A	a^1	a^0						
	V_A	$a^{-1/2}$	a^0						
	R_e	a^0	a^0						
	R_{e_m}	a^0	a^0						
	$\omega\tau$	a^0	a^0						
	$\frac{mu^2}{2}$	a^0	a^0						
Электрический потенциал	U	a^0	$a^{1/2}$						
Сила тока	I	a^0	$a^{1/2}$						
	$\rho\frac{du}{dt}$	a^{-2}	a^{-2}						
	$\frac{1}{c}[\bar{J}\times\bar{H}]$	a^{-3}	a^{-2}						
	du/dt	a^{-1}	a^{-1}						
	τ	a^1	$a^{1/2}$						

анизотропии проводимости, а также кинетические и потенциальные энергии всех частиц изменятся.

По нашему мнению, преобразования подобия должны быть использованы при моделировании явлений на Солнце. В таблице приведены значения различных величин, характерные для фотосферы, хромосферы Солнца и для солнечных пятен, а также и соответствующие значения, пересчитанные для лабораторного масштаба (редуцированные значения). Часть из них взята из [4, 5], остальные вычислены заново. Как видно из таблицы, приведенные значения величин пока находятся на пределе достижимого, реализация их наталкивается на большие трудности и требует мощной импульсной техники.

Когда настоящая статья была уже закончена, автор познакомился с работой [6]. В ней с более общей точки зрения с помощью П-теоремы Букингема показано, что для сохранения физического подобия магнито-гидродинамических явлений необходимо, чтобы при изменении масштаба оставались неизмененными шесть безразмерных параметров:

$$\left[\frac{\varepsilon E^2}{\rho u^2}\left(\frac{c^2}{u^2}\right)\right]^{1/2}, \quad \frac{V_A}{u}, \quad \frac{1}{\mathrm{Re}}, \quad \frac{v^2}{c^2}, \quad \mathrm{Re}_m \text{ и } 1/\gamma \mathrm{M}.$$

Однако мы ничего не изменяли в нашей работе, так как рассмотренные нами преобразования экспериментально измеряемых величин сохраняют эти параметры неизменными. По сути дела, кроме сохранения принятых нами параметров в [6] требуется еще сохранение отношения кинетической энергии единицы объема среды к ее электрической энергии $\rho u^2/\varepsilon E^2$ и величины $1/\gamma \mathrm{M}$, где $\gamma = C_p/C_v$, а M — число Маха. Первое соотношение выполняется в рассматриваемом нами случае автоматически. Последнее сводится к требованию сохранения скорости звука.

Май 1966 г.

Литература

1. Х. Альвен. Космическая электродинамика. ИЛ, 1952.
2. Г. Френсис. Ионизационные явления в газах. М., Атомиздат, 1964.
3. В. Л. Грановский. Электрический ток в газе, т. I. М.— Л., ГТТИ, 1952.
4. С. Б. Пикельнер. Основы космической электродинамики. М., Физматгиз, 1961.
5. К. де Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. ИЛ, 1962.
6. A. Beiser, B. Raab. Phys. Fluids, 1961, 4, N 2, 177.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

К ВОПРОСУ О РАДИО- И ЖЕСТКОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

С. И. Гопасюк, Н. Н. Ерюшев, Ю. И. Нешпор

В работе рассмотрено синхротронное и тормозное излучения энергичных электронов в предположении, что магнитное поле области, в которой происходит генерация излучений, сжимается со временем.

Получено, что магнитотормозные потери релятивистского электрона со временем растут пропорционально кубу степени сжатия. Общий характер временнóго изменения магнитотормозных потерь согласуется с ходом развития предмаксимальной стадии сантиметровых радиовсплесков.

Тормозные потери нерелятивистских электронов ($E_0 = 2 \cdot 10^5$ *эв*) также довольно сильно зависят от сжатия области; они растут как корень квадратный от куба степени сжатия.

ON THE RADIO AND HARD X-RAY RADIATION OF SOLAR FLARES, by *S. I. Gopasyuk, N. N. Erushev* and *Y. I. Neshpor*.—Synchrotron and decelerating radiation of energetic electrons is considered at the assumption that the magnetic field of the generating region contracts with time.

It is found that magnetodecelerating losses of relativistic electrons with time increase proportionally to the third power of contraction. The general character of temporal variations of magnetodecelerating losses is in agreement with the development rate of the premaximum stage of centimeter radio bursts.

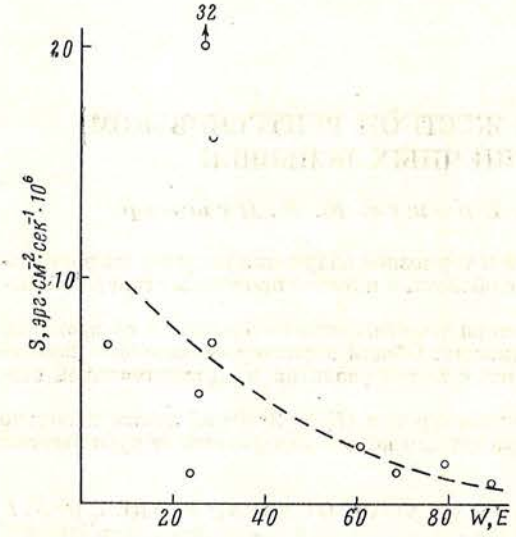
Decelerating losses of nonrelativistic electrons ($E_0 = 2 \cdot 10^5$ *ev*) also rather strongly depend on the contraction of the region and increase as the square root of the third power of contraction.

Бурное развитие внеатмосферной астрономии позволило получить ценные сведения о коротковолновой радиации Солнца. В частности, при прямых измерениях во время солнечных вспышек были зарегистрированы всплески рентгеновского излучения с энергией квантов $h\nu \geqslant 20$ *кэв*. К настоящему времени опубликовано 14 таких случаев. Как следует из [1, 2], между жесткой компонентой рентгеновской радиации ($h\nu \geqslant 20$ *кэв*) и всплесками радиоизлучения в сантиметровом диапазоне существует тесная корреляция; в ряде случаев во временнóм ходе их наблюдаются совпадения в деталях [3].

Считается установленным [4, 5], что сантиметровые всплески представляют собой синхротронное излучение релятивистских электронов. Что же касается всплесков рентгеновского излучения, то в настоящее время в литературе широко обсуждаются два механизма: 1) обратный Комптон-эффект [4, 6] (когда высокоэнергичные электроны, взаимодействуя с тепловыми фотонами, отдают часть своей энергии последним); 2) тормозное излучение нерелятивистских электронов, взаимодействующих с «холодной» плазмой [7, 8].

Обратный Комптон-эффект, хотя и является эффективным механизмом, встречает в некоторых случаях трудности [2]. В этой связи представляет интерес график на фиг. 1, где нами построена зависимость плотности

потока рентгеновского излучения (S) от гелиографической долготы вспышки. На фиг. 1 можно заметить некоторую тенденцию к уменьшению величины S по мере удаления вспышки от центра к краю, т. е. намечается направленность потока. Такой ход потока S с долготой вспышки нельзя объяснить изменением оптической толщи, т. е. чистым поглощением рентгеновских лучей. Следует отметить, что кривая на фиг. 1 построена по малому количеству данных, поэтому уверенных выводов о направленности рентгеновских лучей делать пока что нельзя. Однако установление такой зависимости на большом материале было бы очень важным при выяснении механизма генерации рентгеновской радиации и определении среднего уровня, на котором она образуется. Если ход кривой на фиг. 1 в дальнейшем подтвердится, то это может, в частности, указывать на то, что магнитное поле приводит к анизотропии движения высокоэнергичных электронов (преимущественное движение электронов поперек магнитного поля). Тогда при преимущественной ориентации магнитного поля в направлении восток — запад поток рентгеновского излучения может иметь направленность (максимум тормозного излучения электрона смещается в направлении его движения [9]).



Фиг. 1. Изменения плотности потока жесткого рентгеновского излучения ($h\nu \geqslant 20$ *кэв*) в зависимости от гелиографической долготы солнечных вспышек

В настоящее время при выяснении механизмов генерации рентгеновских лучей и радиовсплесков во время вспышек рассматривается стационарная система, т. е. считается, что высокоэнергичные электроны находятся в области с постоянной плотностью и магнитным полем. Такой подход не дает объяснения временны́х изменений рентгеновского и радиоизлучения как на стадии их развития, так и спада.

Нами сделана попытка рассмотреть изменения тормозного и синхротронного излучения электрона на основе предположения, что рассматриваемая область со временем сжимается. Такое представление согласуется с данными измерений угловых размеров источников радиовсплесков. В [10] указывается, что угловые размеры источников простых сантиметровых всплесков изменяются со временем, принимая минимальные значения в момент максимума их интенсивности.

§ 1. ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ОБЛАСТИ ПРИ СЖАТИИ

Для простоты будем рассматривать цилиндрическую силовую трубку с вмороженным в нее магнитным полем. Считаем, что напряженность магнитного поля и плотность частиц в начальный момент времени постоянны по сечению трубки и равны H_0 и n_0 соответственно. Предполагается, что внутри силовой трубки имеются электроны, ускоренные во время вспышки, по крайней мере, до энергий $E \sim 2\cdot10^4 \div 2\cdot10^6$ *эв* [11—13]. При этом они двигаются поперек магнитного поля и со временем в трубку дополнительно не поступают.

Далее, пусть рассматриваемая область будет испытывать сжатие поперек магнитного поля. Отметим, что сжатие магнитного поля возможно при механизме, рассмотренном в [14]. Кроме того, сжатие силовой трубки магнитного поля может, например, происходить, если она выносится в верхние слои атмосферы Солнца с малой плотностью. Если в начальный момент давление магнитного поля внутри трубки значительно больше газового давления, то может возникнуть ее неустойчивость, приводящая к образованию бессилового поля, а следовательно, и к сжатию трубки.

При сжатии напряженность магнитного поля внутри трубки со временем будет расти. Тогда, предполагая, что сжатие по сечению трубки однородно, запишем

$$H(t) = k(t) H_0, \; k(t) > 1, \tag{1}$$

где $k(t)$ — функция времени, определяющая степень сжатия магнитного поля.

Очевидно, что в высокопроводящей плазме при сжатии магнитного поля поток его через сечение трубки остается постоянным, т. е. $\pi r^2 H = \text{const}$ [15]. Отсюда линейный размер поперечного сечения $r(t)$ рассматриваемой нами трубки при сжатии магнитного поля будет меняться следующим образом:

$$r(t) = \frac{r_0}{\sqrt{k(t)}}, \tag{2}$$

где r_0 — радиус сечения трубки в момент $t = 0$. Из (2) видно, что линейный размер поперечного сечения трубки слабо зависит от степени сжатия магнитного поля.

Вместе с магнитным полем будет испытывать сжатие и высокопроводящая «холодная» плазма. Вследствие того, что при этом полное число частиц в области не меняется ($\pi r^2 n = \text{const}$) [16], для плотности частиц будем иметь соотношение

$$n(t) = k(t) n_0. \tag{3}$$

Следует отметить, что выражение (3) справедливо для случая прямых и параллельных силовых линий магнитного поля. Если же силовые линии магнитного поля сгущаются к концам трубки, то имеет место трехмерное сжатие плазмы [16] и плотность частиц внутри области будет определяться так:

$$n(t) = k(t) n_0 \frac{l_0}{l(t)}, \tag{4}$$

где l_0 и $l(t)$ — длина силовой трубки в начальный момент времени ($t = 0$) и в момент времени t соответственно. Так как $l_0/l(t) > 1$, то в случае (4) плотность вещества со временем будет расти быстрее, чем в (3).

Очевидно, что рост магнитного поля при сжатии приведет к увеличению как температуры «холодной» плазмы, так и энергии уже ускоренных (высокоэнергичных) электронов, находящихся внутри области. Согласно [17], температура плазмы в этом случае определяется:

$$T = T_0 [k(t)]^{2/3}.$$

Используя адиабатический инвариант движения частицы $P_\perp^2/H = \text{const}$ [18] без учета потерь на столкновения, выражения для энергии электронов E в зависимости от степени сжатия магнитного поля запишем в виде:

а) для релятивистских электронов

$$E^2(t) = E_0^2 \{1 + \beta_0^2 [k(t) - 1]\}, \tag{5}$$

где E_0 — начальная энергия частицы, $\beta_0^2 = 1 - (mc^2/E_0)^2$;

б) для нерелятивистских электронов ($E_0 \sim 2 \cdot 10^5$ *эв*)

$$E(t) = E_0 k(t). \tag{6}$$

Из (5) следует, что при $k(t) \gg 1$ энергия релятивистской частицы возрастает как корень квадратный из $k(t)$; энергия же нерелятивистской частицы согласно (6) возрастает в $k(t)$ раз.

Прежде чем перейти к рассмотрению излучательной способности частицы, необходимо выяснить изменение ионизационных потерь при сжатии. Ионизационные потери в полностью ионизованной водородной плазме определяются:

а) для релятивистского случая [19]

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = \frac{2\pi e^4}{mc} n(t) L, \tag{7}$$

где L — слабая (логарифмическая) функция энергии частицы и плотности среды. В нашем случае $L \approx 50$. В результате сжатия области будем иметь

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = \left(\frac{dE_0}{dt}\right)_i k(t), \tag{8}$$

где $-(dE_0/dt)_i$ — ионизационные потери частицы при $t = 0$.

б) Для нерелятивистских частиц, используя выражение для ионизационных потерь из [19], при сжатии получим

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = \left(\frac{dE_0}{dt}\right)_i \sqrt{k(t)}. \tag{9}$$

Здесь

$$-\left(\frac{dE_0}{dt}\right)_i = \frac{4\pi e^4}{mv_0} n_0 L. \tag{10}$$

В этом случае функция $L \approx 25$.

Сравнение (8) и (9) показывает, что в случае релятивистских частиц ионизационные потери более чувствительны к сжатию области. Для этих частиц изменение ионизационных потерь пропорционально степени сжатия, тогда как для нерелятивистских частиц — корню квадратному из $k(t)$.

По мере сжатия области будет меняться излучательная способность электронов, в частности будут расти как тормозные потери нерелятивистских, так и магнитотормозные потери релятивистских электронов.

а) Магнитотормозные потери частицы описываются выражением [9]

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_m = \frac{2e^4 H^2(t)}{3m^2c^3} \frac{\beta^2(t)}{1-\beta^2(t)}. \tag{11}$$

С учетом сжатия (11) принимает вид

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_m = \left(\frac{dE_0}{dt}\right)_m k^3(t). \tag{12}$$

Как видно из (12), магнитотормозные потери электронов исключительно сильно зависят от степени сжатия: растут пропорционально кубу степени сжатия.

б) Тормозные потери нерелятивистских электронов определяются [20]:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_т = \frac{16}{3} \frac{e^4 n(t)}{137mc} \sqrt{\frac{2E}{mc^2}}. \tag{13}$$

В этом случае будем иметь

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_т = \left(\frac{dE_0}{dt}\right)_т \sqrt{k^3(t)}, \tag{14}$$

т. е. тормозные потери нерелятивистской частицы также довольно сильно зависят от степени сжатия.

§ 2. ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ ПРИ СЖАТИИ

Для проведения количественных оценок энергетических потерь электронов при сжатии необходимо функцию $k(t)$ представить в явном виде. Продифференцировав (2) по времени, для скорости сжатия получим соотношение

$$-\frac{dr}{dt} = v(t) = -r_0 \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\sqrt{k(t)}}\right), \tag{15}$$

или

$$k(t) = \frac{1}{\left(1 - \int\limits_0^t \frac{v(t)}{r_0}\, dt\right)^2}. \tag{16}$$

Закон изменения скорости сжатия зададим в виде $v(t) = at^m$, тогда функцию $k(t)$ окончательно представим в виде

$$k(t) = \frac{1}{\left(1 - \frac{a}{(m+1)\, r_0}\, t^{m+1}\right)^2}. \tag{17}$$

В дальнейшем для простоты в расчетах мы полагаем $m = 1$. Это означает, что процесс сжатия идет с постоянным ускорением. Однако здесь следует подчеркнуть, что закон изменения скорости сжатия может быть другим, и соответственно выяснение его характера требует рассмотрения задачи с учетом сил, вызывающих сжатие магнитного поля.

Строгое рассмотрение вопроса о магнитотормозном и тормозном излучениях электронов при наличии сжатия требует решения уравнения баланса

$$\frac{dE}{dt} = \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{пр}} - \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{п}}, \tag{18}$$

где $(dE/dt)_{\text{пр}}$ — прирост энергии электронов в единицу времени вследствие сжатия; $(dE/dt)_{\text{п}}$ — полные потери электрона в единицу времени.

Из сравнения всех видов потерь энергии электронов следует, что в нашем случае (при $E \ll 5 \cdot 10^8$ *эв*) доминирующими являются ионизационные потери. Тогда в (18) $(dE/dt)_{\text{п}}$ можно заменить ионизационными потерями $(dE/dt)_{\text{i}}$.

На основании (7) — (10) и (17) при $m = 1$ энергия электронов вследствие ионизационных потерь при сжатии определяется следующими выражениями:

а) для нерелятивистского случая

$$E(t) = E_0 \left\{1 - \frac{3}{2} A \frac{n_0 r_0}{a E_0^{3/2}} \left[\frac{t}{\frac{2r_0}{a} - t^2} + \left(\frac{a}{2r_0}\right)^{1/2} \operatorname{arth} \frac{t}{\sqrt{\frac{2r_0}{a}}}\right]\right\}^{2/3}, \tag{19}$$

где коэффициент $A = 3{,}9 \cdot 10^{-22}$;

б) для релятивистского случая

$$E(t) = E_0 \left\{1 - A \frac{n_0 r_0}{a E_0} \left[\frac{t}{\frac{2r_0}{a} - t^2} + \left(\frac{a}{2r_0}\right)^{1/2} \operatorname{arth} \frac{t}{\sqrt{\frac{2r_0}{a}}}\right]\right\}, \tag{20}$$

где $A = 6{,}1 \cdot 10^{-19}$.

При $t \ll 2r_0/a$ соотношения (19) и (20) соответствуют случаю $n \approx n_0 = \text{const}$.

Используя выражения (19) и (20), мы провели вычисления изменения энергии электрона за счет ионизационных потерь для нерелятивистского случая $(E(t)/E_0)_{\text{н}}$ при $E_0 = 2 \cdot 10^5$ *эв* и релятивистского $(E(t)/E_0)_{\text{р}}$ при

$E_0 = 3 \cdot 10^6$ *эв*. В обоих случаях плотность частиц в короне принималась $n_0 = 5 \cdot 10^8$ *см*$^{-3}$. Расчеты проведены для трех значений параметра: $a/r_0 = 1{,}52 \cdot 10^{-5}$, $4{,}2 \cdot 10^{-5}$ и $1{,}36 \cdot 10^{-4}$ *сек*$^{-2}$, которые подобраны таким образом, чтобы в конце сжатия $k(t) = 10$. Продолжительность времени сжатия принималась равной: $t = 100$, 180 и 300 *сек*. Эти значения были взяты с учетом длительности времени предмаксимальной фазы развития всплесков радиоизлучения.

Таблица 1

$\left(\frac{a}{r_0}\right)$, *сек*$^{-2}$	Изменение энергии	t, *сек*									
		20	50	80	100	150	180	200	250	280	300
$1{,}52 \cdot 10^{-5}$	$\left(\frac{E(t)}{E_0}\right)_н$		0,94		0,88			0,70	0,50	0,27	
	$\left(\frac{E(t)}{E_0}\right)_р$		1		0,99			0,97	0,96	0,95	0,93
$4{,}2 \cdot 10^{-5}$	$\left(\frac{E(t)}{E_0}\right)_н$		0,94		0,87	0,73	0,48				
	$\left(\frac{E(t)}{E_0}\right)_р$		1		0,99	0,98	0,96				
$1{,}36 \cdot 10^{-4}$	$\left(\frac{E(t)}{E_0}\right)_н$	0,98	0,94	0,87	0,73						
	$\left(\frac{E(t)}{E_0}\right)_р$	1	1	0,99	0,98						

Результаты вычислений приведены в табл. 1. Как видно из таблицы, изменения энергии релятивистского электрона за счет ионизационных потерь пренебрежимо малы. Даже при $t = 300$ *сек* энергия электрона уменьшается не более чем на 7%. Поэтому в дальнейших расчетах в (20) принимается $E(t) = E_0$. Отсюда в (18) членом $(dE/dt)_п$ можно пренебречь. Тогда для магнитотормозных потерь энергии релятивистским электроном на основании (11), (17) и (18) будем иметь

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_m = 1{,}62 \cdot 10^{-15} \left(\frac{E_0}{mc^2}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{mc^2}{E_0}\right)^2\right] \frac{H_0^2}{\left(1 - \frac{at^2}{2r_0}\right)^6}. \tag{21}$$

Что касается нерелятивистских электронов, то их энергия за счет ионизационных потерь за рассматриваемые нами промежутки времени изменяется значительно (см. табл. 1). Поэтому при вычислении тормозных потерь необходимо строгое решение уравнения (18). Однако здесь нами рассматривается только частный случай, когда $(dE/dt)_{пр} = 0$. При таком приближении, подставив в (13) $E(t)$ из (19) и $k(t)$ из (17) для тормозных потерь электрона (нерелятивистский случай) получим

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_т = 1{,}15 \cdot 10^{-19} \frac{n_0}{\left(1 - \frac{at^2}{2r_0}\right)^2} E_0^{1/2} \left\{1 - \frac{3}{2} \frac{3{,}9 \cdot 10^{-22}}{E_0^{3/2}} \frac{r_0}{a} \left[\frac{t}{\frac{2r_0}{a} - t^2} + \left(\frac{a}{2r_0}\right)^{1/2} \operatorname{arth} \frac{t}{\sqrt{\frac{2r_0}{a}}}\right]\right\}^{1/3}. \tag{22}$$

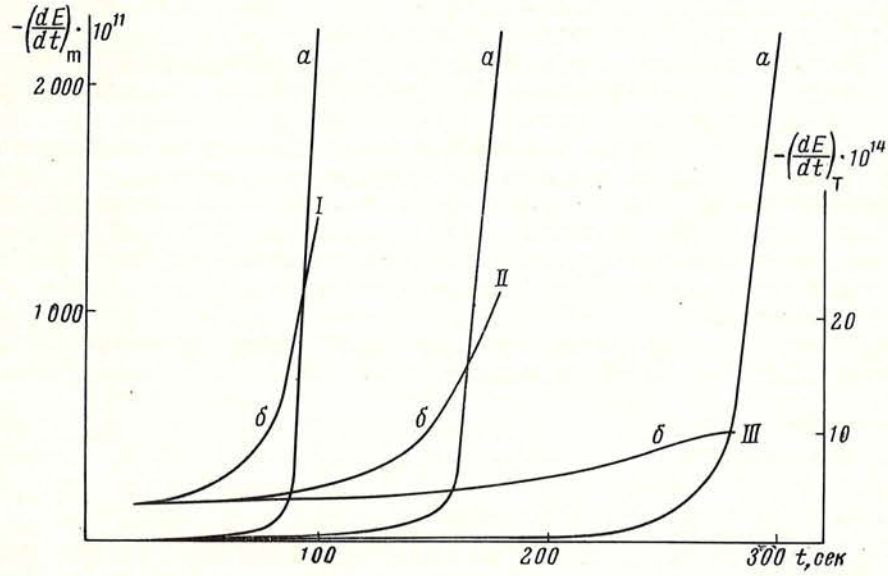
Тормозные и магнитотормозные потери рассчитывались по формулам (22) и (21) соответственно. Вычисления проведены при тех же начальных значениях параметров сжимающейся области, что и в случае для иониза-

ционных потерь. Значение напряженности магнитного поля в (21) взято равным $H_0 = 20$ *э*. Полученные результаты сведены в табл. 2 и для большей наглядности представлены в виде графиков на фиг. 2. Здесь по оси

Таблица 2

$\frac{a}{r_0}$, *сек*$^{-2}$	Потери	*t*, *сек*									
		20	50	80	100	150	180	200	250	280	300
$1{,}52\cdot10^{-5}$	$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{т}\cdot10^{14}$		3,26		3,52			5,6	8,3	10,0	
	$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{m}\cdot10^{11}$		2,54		3,64			20,5	112,0	514,0	2260
$4{,}2\cdot10^{-5}$	$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{т}\cdot10^{14}$		3,5		4,85	10,2	22,2				
	$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{m}\cdot10^{11}$		3,28		9,7	107,0	2260				
$1{,}36\cdot10^{-4}$	$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{т}\cdot10^{14}$	3,23	4,55	9,55	28,3						
	$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{m}\cdot10^{11}$	2,66	7,0	71,0	2260						

абсцисс отложено время в секундах (время сжатия), по оси ординат — полные тормозные потери нерелятивистского электрона (справа) и полные магнитотормозные потери релятивистского электрона (слева). Цифрами *I*, *II*



Фиг. 2. Временны́е изменения тормозных и магнитотормозных потерь энергичных электронов при сжатии излучающей области

I — $a/r_0 = 1{,}52\cdot10^{-5}$; *II* — $a/r_0 = 4{,}2\cdot10^{-5}$; *III* — $a/r_0 = 1{,}36\cdot10^{-4}$

и *III* на фиг. 2 обозначены попарно кривые, вычисленные для разных значений параметра a/r_0. Кривые *а* представляют собой временно́й ход магнитотормозных потерь релятивистского электрона ($E_0 = 3\cdot10^6$ *эв*), кривые *б*— временно́й ход тормозных потерь электрона ($E_0 = 2\cdot10^5$ *эв*).

Из кривых фиг. 2 можно видеть, что при сжатии магнитотормозные потери электрона сначала растут плавно. На последней стадии сжатия (в течение 10—20 *сек*) они резко возрастают до некоторого максимального значения, которое определяется степенью сжатия. Скорость нарастания магнитотормозных потерь тем больше, чем меньше время, за которое область уменьшается (сжимается) в одно и то же число раз.

Для тормозных потерь электрона общий характер кривых до некоторой степени аналогичен ходу кривых для магнитотормозного излучения. Однако, как следует из фиг. 2, изменения тормозных потерь в более сильной степени зависят от продолжительности времени сжатия [при одинаковых $k(t)$]. С уменьшением времени сжатия скорость роста потерь заметно увеличивается (сравните кривые *I*, *б* и *III*, *б*). В этой связи заметим, что если временно́й ход магнитотормозных потерь в общем-то подобен при различных длительностях сжатия, то для тормозных потерь он сильно отличается. Это связано с возрастанием роли ионизационных потерь для нерелятивистских электронов (см. табл. 1), а также с пренебрежением прироста энергии в (18) за счет сжатия. Очевидно, что учет этого члена в (18) при расчете тормозных потерь может привести только к увеличению крутизны кривых *I*, *б*, *II*, *б* и *III*, *б* на фиг. 2.

После прекращения сжатия области должно наблюдаться уменьшение тормозного и магнитотормозного излучения вследствие ионизационных потерь [2, 6], а также за счет возможного расширения области.

Представляет интерес сравнение полученных результатов о временны́х изменениях магнитотормозных потерь при сжатии области с ходом развития всплесков радиоизлучения в сантиметровом диапазоне. Для многих сантиметровых всплесков характерно сначала медленное, а затем быстрое нарастание интенсивности до максимума. Такой ход развития всплесков радиоизлучения согласуется с характером временны́х изменений магнитотормозных потерь при сжатии области.

Наличие сложной структуры у всплесков радиоизлучения (несколько максимумов) может быть объяснено пульсациями вследствие неустойчивости при сжатии области.

Наконец, отметим, что в рассматриваемом нами случае максимум синхротронного излучения в результате сжатия смещается в сторону высоких частот. В связи с этим интенсивность излучения на фиксированной частоте при сжатии будет изменяться медленнее, чем по (21). Если же принять энергетическое распределение электронов степенным, то, согласно [21], интенсивность излучения на фиксированной частоте будет расти также довольно быстро.

В заключение приносим глубокую благодарность чл.-корр. АН СССР А. Б. Северному за обсуждение работы.

3 мая 1966 г.

Литература

1. M. R. Kundu. Solar Radio Astronomy, 1964, 2.
2. А. А. Корчак. Геомагнетизм и аэрономия, 1965, 5, № 4, 601.
3. K. A. Anderson, J. R. Winkler. J. Geophys. Res., 1962, 67, 4103.
4. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. Изд-во «Наука», 1964.
5. Т. Такакура. Парижский симпозиум 1958 г. Радиоастрономия. ИЛ, 1961, стр. 548.
6. И. С. Шкловский. Астрон. ж., 1964, 41, 676.
7. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 22, 67.
8. А. А. Корчак. Геомагнетизм и аэрономия, 1965, 5, № 1, 32.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория поля, том 2. М., Физматгиз, 1960.
10. М. Р. Кундю. Парижский симпозиум 1958 г. Радиоастрономия, ИЛ, 1961, стр. 219.
11. А. Б. Северный, В. П. Шабанский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, 25, 88.

12. А. Б. Северный, В. П. Шабанский. Астрон. ж., 1960, **37**, 609.
13. Дж. Данжи. Космическая электродинамика. М., Госатомиздат, 1961.
14. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **20**, 22.
15. Л. Спитцер. Физика полностью ионизованного газа. ИЛ, 1957.
16. Л. А. Арцимович. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1961.
17. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. 1. Изд-во АН СССР, 1958, стр. 122.
18. Вопросы теории плазмы. М., Госатомиздат, 1963.
19. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский. Происхождение космических лучей. Изд-во АН СССР, 1963.
20. В. Гайтлер. Квантовая теория излучения. ИЛ, 1956.
21. K. C. Westfold. Astrophys. J., 1959, **130**, N 1, 241.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

ВРЕМЕННО́Й ХОД РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 7 АВГУСТА 1960 г.

Ю. И. Нешпор

Используя радиоастрономический метод измерения поглощения, а также дискретные измерения рентгеновского излучения, полученные на спутнике, рассчитан временно́й ход рентгеновской радиации солнечной вспышки 7.VIII 1960 г. Определено среднее значение эффективного коэффициента рекомбинации для области D ионосферы.

TEMPORAL VARIATIONS OF THE X-RAY RADIATION OF THE SOLAR FLARE OF AUGUST 7, 1960, by *Y. I. Neshpor*.— The temporal variations of the X-ray radiation of the solar flare of August 7, 1960 have been computed using the radio astronomical method of absorption measurement and also discrete measurements of X-ray radiation obtained by means of a sputnik. The mean value of the effective recombination coefficient for the D-ionospheric region is determined.

В настоящее время для исследования изменения поглощения радиоволн во время солнечных вспышек широко используется радиоастрономический метод. Этот метод позволяет определить величину поглощения космического радиоизлучения, обусловленную увеличением электронной плотности в результате воздействия рентгеновского излучения солнечных вспышек. Величина поглощения радиоволн связана с электронной плотностью для случая, когда $\omega^2 \gg \omega_L^2$, следующим соотношением [1]:

$$\Delta\rho(t) = B\int \frac{\Delta N(t, z)\,\nu(z)\,dz}{\nu^2(z) + \omega^2}, \tag{1}$$

где $B = 2\pi e^2/mc$; e, m — заряд и масса электрона; c — скорость света; $\nu(z)$ — частота столкновения; ω — рабочая частота; ω_L — гирочастота.

Применяя для (1) теорему о среднем значении интеграла, можно записать:

$$\Delta\bar{N}(t) = A\Delta\rho(t),$$

где

$$\frac{1}{A} = B\int_{z_1}^{z_2} \frac{\nu(z)\,dz}{\nu^2(z) + \omega^2}. \tag{2}$$

Из соотношения (2) видно, что если известно распределение частоты столкновений с высотой, а также высота области, в которой происходит ионосферное возмущение, то можно легко определить среднее значение избыточной электронной плотности. Определение высоты области, в которой происходит внезапное ионосферное возмущение, производилось методом, предложенным в работе [2]. Используя данные о величине частоты столкновения $\nu(z)$ для области высот 65—100 *км* [3], выражение (2) можно записать в виде

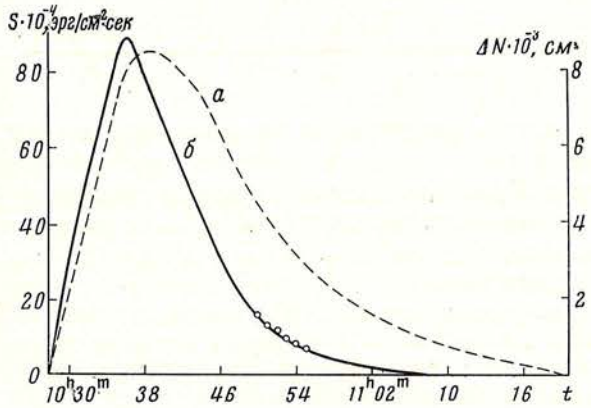
$$\Delta\bar{N}(t) = 3{,}7\cdot 10^3\cdot\Delta\rho(t), \tag{3}$$

где $\Delta\rho(t) = \ln \frac{E_0}{E(t)}$ — значение избыточного поглощения на частоте 26,7 *Мгц*; E_0 — напряженность поля космического радиоизлучения во время спокойного состояния ионосферы; $E(t)$ — напряженность поля космического радиоизлучения во время ионосферного возмущения.

Уравнение баланса ионизации для избыточного значения электронной плотности можно записать в виде

$$\frac{d\Delta N(t)}{dt} = \Delta I(t) - 2\alpha N_0 \Delta N(t) - \alpha \Delta N^2(t), \tag{4}$$

где α — эффективный коэффициент рекомбинации; N_0 — начальная электронная плотность; $\Delta I(t)$ — избыточное значение функции ионообразования.



Временнóй ход избыточной электронной плотности (*а*) и плотности потока рентгеновского излучения (*б*) во время солнечной вспышки 7.VIII 1960 г.

Значение функции ионообразования связано с плотностью потока рентгеновского излучения следующим образом:

$$S = \Delta I(t)\, \varepsilon \Delta z,$$

где S — плотность потока; ε — энергия, необходимая для одного акта ионизации; Δz — линейный размер области, в которой происходит ионосферное возмущение.

Во время внезапного ионосферного возмущения 7.VIII 1960 г. проводилось непрерывное измерение рентгеновского излучения в области $\lambda\lambda$ 2—8 Å в течение 5 мин. на спадающей части ионосферного возмущения [4]. Представляет несомненный интерес получить данные о временнóм ходе рентгеновского излучения в течение всего ионосферного возмущения.

Уравнение (4) содержит два неизвестных: α и N_0. Можно считать, что α и N_0 в течение всего ионосферного возмущения не изменяются. Тогда уравнение (4) можно записать для двух моментов времени, t_1 и t_2:

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta N_1}{dt} &= \Delta I_1 - 2\alpha N_0 \Delta N_1 - \alpha \Delta N_1^2, \\ \frac{d\Delta N_2}{dt} &= \Delta I_2 - 2\alpha N_0 \Delta N_2 - \alpha \Delta N_2^2. \end{aligned} \tag{5}$$

Решая систему (5) для нескольких пар моментов t_1 и t_2, можно найти ряд значений α и N_0. В случае правильности исходных предположений численные значения α и N_0 должны быть одинаковыми. Используя данные о величине плотности потока S, полученные на спутнике [4] (для темпера-

туры $T = 10^7$ °К, а также средние значения электронной плотности, определенные радиоастрономическим методом [вычисленные по (3)], были рассчитаны для нескольких пар моментов t_1, t_2 значения α и N_0. Результаты представлены в таблице.

Номер пары момента	α, 10^{-7} *см³/сек*	N_0, 10^3 *см⁻³*
1	4,36	1,86
2	3,4	2,28
3	3,2	2,48
4	3,4	2,25
5	3,1	2,55
Среднее . .	$3{,}5\cdot10^{-7}$	$2{,}2\cdot10^3$

В первом столбце таблицы указаны произвольные номера пар моментов t_1, t_2.

Поскольку α и N_0 определялись по средним значениям $\Delta\overline{N}$ в области высот 65—100 *км*, поэтому, вероятней всего, их можно относить к высоте ~80 *км*. Полученные средние значения $\overline{\alpha}$ и $\overline{N}_0$ хорошо согласуются с результатами [5, 6] для высоты 80 *км*. Кроме того, для потока рентгеновского излучения S, определенного в [4] для температуры $T = 2\cdot10^6$ °К, были также рассчитаны значения α. Полученное среднее значение $\bar{\alpha} = 3\cdot10^{-6}$ *см³/сек* превышает значение α на высоте 80 *км* [6] в шесть раз, поэтому для дальнейших расчетов были использованы значения $\overline{\alpha} = 3{,}5\cdot10^{-7}$ *см³/сек* и $\overline{N}_0 = 2{,}2\cdot10^3$ *см⁻³*.

Используя указанные значения, а также данные о значении $\Delta N(t)$ в течение всего ионосферного возмущения, был рассчитан временнóй ход плотности потока рентгеновского излучения. На фигуре штриховой кривой представлено изменение избыточной электронной плотности во время солнечной вспышки 7.VIII 1960 г., сплошной кривой — значения плотности потока рентгеновского излучения солнечной вспышки, кружками — значения плотности потока рентгеновского излучения, полученные в [4] для температуры $T = 10^7$ °К.

Таким образом, используя радиоастрономический метод измерения поглощения радиоволн во время солнечных вспышек, мы можем в значительной степени дополнить данные о рентгеновском излучении солнечных вспышек, полученные на спутнике.

5 мая 1966 г.

Литература

1. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Файнберг. Распространение радиоволн. Гостехиздат, 1953.
2. Ю. И. Нешпор. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **29**, 152.
3. M. Nicolet. Physic Fluids, 1959, **2**, N 2.
4. T. A. Chubb, H. F. Friedman, R. W. Kreplin. J. Geophys. Res., 1962, **67**, N 6, 2231.
5. Г. С. Иванов-Холодный. Геомагнетизм и аэрономия, 1964, **4**, № 3, 417.
6. A. P. Mitra. Advances in upper atmosphere research (ed. B. Landmark). Pergamon Press, 1963, 57.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

К ВОПРОСУ О ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ СПОРАДИЧЕСКОГО СЛОЯ *E* ИОНОСФЕРЫ

Ю. И. Виноградов

На основании данных наблюдений десяти ионосферных станций СССР рассмотрено пространственное распределение спорадического слоя E_s ионосферы. Обнаружено наличие одновременных всплесков fE_s на станциях, отстоящих далеко друг от друга. Установлено, что появления одновременных всплесков fE_s на сравниваемых станциях не случайны. Показано наличие зависимости критических частот спорадического слоя *E* ионосферы от широты.

ON THE SPACE DISTRIBUTION OF THE IONOSPHERIC SPORADIC *E* LAYER, by *Y. I. Vinogradov*.— The space distribution of the ionospheric sporadic *E* layer E (E_s) is considered on the basis of observational data obtained at 10 ionospheric stations in the USSR. Simultaneous bursts fE_s at stations located at very remote distances are detected. It is found that the appearance of simultaneous bursts fE_s at the stations compared is not accidental. The existence of a dependence between the critical frequencies of the sporadic *E* layer and latitude is shown.

Ранее на основании данных о спорадическом слое E_s, полученных на ионосферной станции Крымской астрофизической обсерватории АН СССР, нами было выявлено существование сезонного и суточного ходов fE_s, зависящих от высоты Солнца [1]. По этим же данным было показано, что с повышением уровня солнечной активности увеличивается вероятность появления отражений от E_s [2]. Все это может говорить о том, что в образование E_s существенный вклад вносит солнечная радиация.

Интересно выяснить пространственное распределение E_s, т. е. проявляется ли спорадический слой *E* ионосферы одновременно на станциях, отстоящих далеко друг от друга. Одновременность появления всплесков fE_s на больших расстояниях могла бы служить дополнительным указанием на то, что E_s генерируется одним внешним источником. Для этого необходимо сопоставить результаты одновременного зондирования E_s на нескольких станциях, расположенных на различных широтах и долготах. При этом, однако, надо иметь в виду различие в технических параметрах используемой на станциях аппаратуры (чувствительность приемников, мощность передатчиков, диаграммы направленности антенн).

В настоящее время получено достаточно данных, указывающих на слабую зависимость в средних широтах характеристик слоя E_s от параметров аппаратуры и даже на полное отсутствие этой зависимости [3—7]. Так, Ю. К. Часовитин [3] проводил в Ростове-на-Дону специальные наблюдения за изменениями характеристик E_s при различных параметрах аппаратуры. Во время сеансов непрерывных измерений снимались ионограммы при изменении мощности передатчика на 22 *дб* (в 150 раз) и изменении чувствительности приемника на 50 *дб* (в 316 раз). Эти исследования показали, что вариации fE_s при указанных изменениях параметров не превышают 0,5 *Мгц*. Томас, Свенсон и Браун [4] с целью уточнения этого

же вопроса снимали ионограммы через 2 мин. при изменении чувствительности приемника от —24 до +6 *дб*. Они также не обнаружили зависимости изменений характеристик E_s от параметров аппаратуры. Т. С. Керблай [5], исследуя зависимость разных типов E_s от характеристик аппаратуры, пришла к выводу, что в основном наибольшая зависимость наблюдается для высокоширотных и экваториальных типов E_s. Для среднеширотных типов E_s зависимость от аппаратуры, как правило, слабая. К аналогичным результатам пришли также в [6].

Следовательно, можно считать, что в средних широтах E_s слабо зависит от параметров используемой при измерениях аппаратуры даже при их значительных изменениях. Поэтому наличие разницы в данных fE_s для таких станций следует относить за счет особенностей природы самого слоя E_s [4, 7].

Отсюда следует, что можно достаточно уверенно сравнивать результаты наблюдений E_s в различных пунктах, ограничиваясь средними широтами.

1. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Для изучения пространственного распределения E_s были использованы данные ионосферных наблюдений по десяти ионосферным станциям СССР, опубликованные в «Материалах ионосферных исследований» ИЗМИРАН (табл. 1).

Таблица 1

№ п/п	Станция	Географические	
		широта	долгота
1	Мурманск	68°57′	33°03′
2	Ленинград	59 57	30 42
3	Москва	55 28	37 17
4	Симферополь (КрАО)	44 55	34 04
5	Ростов-на-Дону	47 30	41 30
6	Горький	56 09	44 17
7	Свердловск	56 44	61 04
8	Иркутск	52 28	104 32
9	Чита	52 00	113 30
10	Южно-Сахалинск	47 00	143 00

Из этой таблицы видно, что четыре станции лежат с точностью до 3° на одной географической долготе, но в разных широтах (разрез по широте); это — Симферополь, Москва, Ленинград, Мурманск. Остальные шесть станций лежат в пределах 10° на одной географической широте, но на разных долготах (разрез по долготе); это — Ростов-на-Дону, Горький, Свердловск, Иркутск, Чита, Южно-Сахалинск. Станция Симферополь является ионосферной станцией Крымской астрофизической обсерватории АН СССР; ее в дальнейшем называем опорной. Как видно, все станции, кроме Ленинграда и Мурманска, лежат в средних широтах, где, как указано выше, слаба зависимость fE_s от параметров аппаратуры, т. е. возможно сравнение результатов наблюдений.

В качестве исходных данных были выбраны отдельные наиболее мощные всплески fE_s в количестве 66, зарегистрированные на опорной станции в 1958 г. (табл. 2). При этом брались только те всплески fE_s, для которых частота была не меньше 7,0 *Мгц* и длительность не менее 2 час. Моменты всплесков fE_s на всех остальных станциях приводились к московскому

Таблица 2

Номер всплеска	Дата, 1958 г.	Время всплеска		fE_s, *Мгц*
		начало	конец	
1	2.I	17h	21h	15,8
2	4.I	16	19	9,1
3	17.V	9	13	7,5
4	18.V	7	8	7,9
5	20.V	8	10	7,9
6	22·V	10	15	10,8
7	23.V	16	19	11,0
8	26.V	13	17	10,0
9	28.V	13	15	9,2
10	30.V	6	8	7,1
11	3.VI	10	11	8,8
12	5.VI	6	9	10,8
13	5.VI	12	15	7,9
14	7.VI	14	19	11,6
15	8.VI	7	13	8,0
16	8.VI	19	21	9,0
17	9.VI	23	24	14,2
18	10.VI	8	11	9,0
19	12.VI	9	11	7,3
20	12.VI	21	03	8,3
21	13.VI	7	13	13,0
22	13.VI	20	23	8,5
23	14.VI	5	8	10,3
24	15.VI	7	12	8,7
25	16.VI	9	13	9,0
26	16.VI	16	20	9,5
27	17.VI	6	11	7,3
28	17.VI	20	21	10,7
29	18.VI	20	23	10,7
30	19.VI	6	8	12,3
31	22.VI	18	21	7,0
32	23.VI	7	11	9,0
33	23.VI	13	17	9,0
34	23.VI	21	01	8,3
35	24.VI	7	12	7,2
36	28.VI	16	18	10,6
37	29.VI	21	22	10,8
38	1.VII	3	5	13,5
39	2.VII	8	12	7,4
40	4.VII	7	9	7,7
41	10.VII	20	21	9,0
42	16.VII	13	16	7,0
43	21.VII	15	16	7,3
44	23.VII	19	21	7,2
45	24.VII	9	11	11,1
46	25.VII	13	14	8,2
47	26.VII	12	18	7,7
48	28.VII	7	10	8,4
49	29.VII	8	12	8,7

Таблица 2 (окончание)

Номер всплеска	Дата, 1958	Время всплеска		fE_s, *Мгц*
		начало	конец	
50	30.VII	11^h	12^h	8,0
51	30.VII	16	19	7,4
52	31.VII	7	9	8,3
53	1.VIII	19	21	7,0
54	6.VIII	10	14	7,7
55	7.VIII	9	13	7,3
56	8.VIII	20	24	9,4
57	9.VIII	12	16	7,5
58	14.VIII	7	11	8,0
59	16.VIII	19	21	7,0
60	17.VIII	10	11	9,0
61	22.VIII	11	14	7,9
62	2.IX	13	16	7,5
63	6.IX	12	15	8,0
64	7.IX	9	15	8,3
65	8.IX	17	20	9,0
66	19.IX	10	14	7,0

времени. Для каждой сравниваемой станции строился свой среднесуточный ход fE_s.

Задачей нашего исследования является отыскание возможных одновременных появлений E_s на разных станциях. Имея в виду, что эффект на станциях может быть замаскирован суточным ходом, мы сочли возможным на всех станциях, кроме Симферополя, началом эффекта считать всплеск $fE_s > 1{,}0$ *Мгц* над суточным ходом данной станции, концом — время слияния всплеска с суточным ходом.

В тех случаях, когда на станциях был перерыв в наблюдениях или значения fE_s падали в течение не более 1 часа до уровня суточного хода, это считалось одним эффектом, если же перерыв был 2 часа подряд и более, — то двумя разными эффектами.

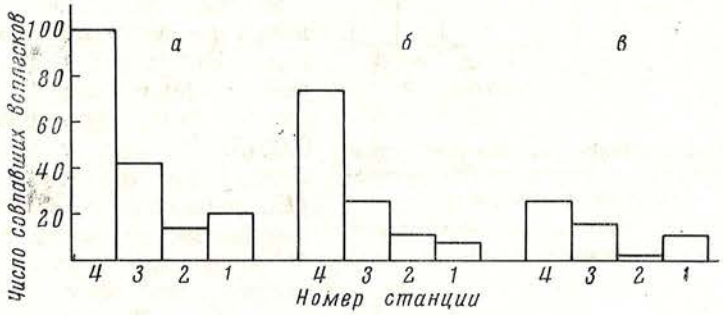
2. СОПОСТАВЛЕНИЯ ВСПЛЕСКОВ fE_s ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ СТАНЦИЙ

Распределение числа одновременных с опорной станцией всплесков fE_s за сутки по станциям, расположенным по широтному разрезу, представлено на фиг. 1, *а*. По оси абсцисс указаны сравниваемые станции (для краткости станциям присвоены порядковые номера согласно табл. 1), по оси ординат — число одновременных всплесков fE_s в процентах к общему числу всплесков fE_s, зарегистрированных на опорной станции. На фиг. 1, *б* и 1, *в* представлены отдельно распределения числа дневных и ночных одновременных всплесков fE_s соответственно. Фиг. 1, *б* показывает, что с увеличением широты сравниваемой станции уменьшается число совпадений всплесков fE_s. Это хорошо согласуется с результатами [8]. Наблюдаемое на фиг. 1, *в* увеличение числа совпадений всплесков fE_s со станции Мурманск можно объяснить различием природы образования E_s в высоких широтах в ночное время [9].

Распределение числа одновременных с опорной станцией всплесков fE_s, зарегистрированных на станциях, расположенных по долготному разрезу, приведено на фиг. 2, *а*. На оси абсцисс указаны номера сравниваемых станций, на оси ординат — число одновременных всплесков fE_s в про-

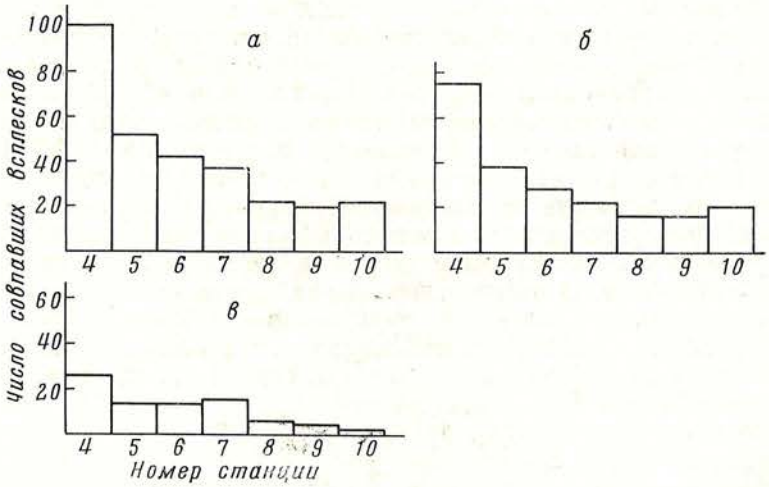
центах от общего числа отмеченных на опорной станции. На фиг. 2, *б* и 2, *в* представлены распределения числа дневных и ночных одновременных всплесков fE_s соответственно.

Здесь также наблюдается уменьшение числа совпадений всплесков fE_s с опорной станцией вплоть до станции № 7 (Свердловск). На станциях, расположенных дальше по долготе, число одновременных с опорной



Фиг. 1. Распределение числа одновременных с опорной станцией всплесков fE_s по станциям, расположенным по широтному разрезу.

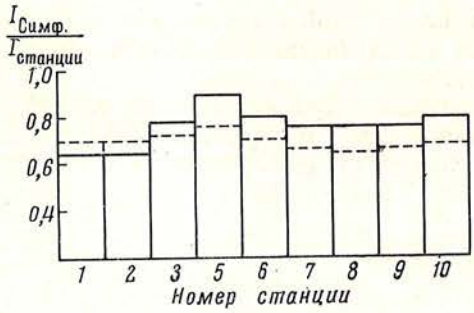
станцией всплесков fE_s примерно одинаково. При сопоставлении одновременных ночных всплесков fE_s (см. фиг. 2, *в*) отмечается некоторый спад числа одновременных всплесков fE_s после станции № 7. Представляет интерес рассмотреть амплитуды одновременных всплесков fE_s на различных



Фиг. 2. Распределение числа одновременных с опорной станцией всплесков fE_s по станциям, расположенным по долготному разрезу

станциях, исключив при этом влияние суточного хода fE_s. Для сопоставления взяты средние значения амплитуд каждой станции и отнесены к средней амплитуде опорной станции. Эти относительные значения приведены на фиг. 3. Мы видим, что дневные значения относительных усредненных амплитуд fE_s примерно одинаковы для всех станций, кроме высокоширотных (станции № 1 и 2), дневные значения амплитуд которых значительно меньше.

Интересно сопоставить число наблюдаемых одновременных всплесков fE_s с вероятным числом случайных совпадений на различных станциях.



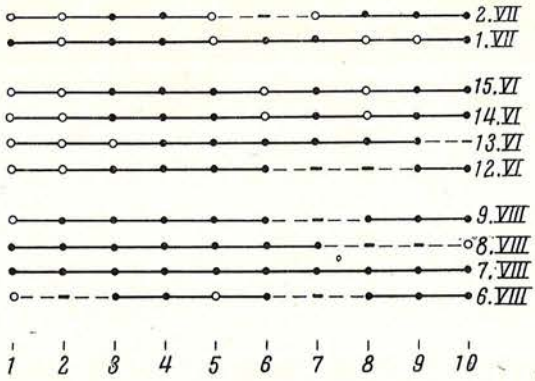
Фиг. 3. Распределение относительного значения усредненных амплитуд fE_s по сравниваемым станциям

Сплошная линия — дневные значения амплитуд fE_s, штриховая — ночные

Для этого необходимо подсчитать вероятность случайных совпадений наблюдаемых одновременных всплесков fE_s. Эта вероятность по крайней мере для двух станций рассчитывалась по формуле Стирлинга, по некоторым станциям полученный результат контролировался расчетом по формуле Пуассона. Эта вероятность оказалась весьма незначительной и в худшем случае (для Ленинграда) равна 0,0015. На фиг. 4 показано для каждой станции число всплесков fE_s, совпавших со всплесками, отмеченными на опорной станции. Мы здесь видим, что самое малое наблюдаемое число совпадений (№ 2 — Ленинград) одновременных всплесков fE_s значительно выше числа случайных совпадений. Это указывает на существование некоторой причины, обусловливающей совпадение всплесков fE_s.

Обращают на себя внимание случаи появления всплесков fE_s на многих станциях одновременно. Например, из общего числа рассмотренных всплесков был выявлен один всплеск fE_s, одновременно прослеживаемый на всех станциях (7.VIII 1958 г. с 9 до 13 час.). Три всплеска появились одновременно на шести станциях, причем остальные четыре станции в это время не работали (14.VI 1958 г. с 5 до 8 час., 15.VI с 7 до 12 час., 1.VII с 3 до 5 час.). Во всех остальных случаях мощный всплеск fE_s, зарегистрированный на опорной станции, не проявлялся, по крайней мере, на одной из сравниваемых станций. На фиг. 5 представлен ряд всплесков fE_s, одновременно прослеживаемых на большинстве станций. Довольно четко выделяются многодневные периоды наблюдений, в которых группируются одновременные всплески fE_s на нескольких станциях: 12—15.VI; 1 и 2.VII; 6—9.VIII 1958 г. Естественно попытаться связать эти периоды с воздействием внешнего источника ионизации, например с активностью Солнца. Для этого были привлечены карты солнечной активности, составленные Э. Р. Мустелем и Н. Б. Егоровой [10], а также каталоги солнечной активности [11]. Оказалось, что в эти периоды наблюдалась только одна вспышка балла 3, давшая повсеместно геомагнитные эффекты — 7.VIII 1958 г. с 17.57 до 20.00. 14.VI 1958 г. наблюдалось две вспышки балла 2, 1 и 2.VII 1958 г.— по одной вспышке балла 2. Однако все эти вспышки происходили не во время наблюдаемых одновременных всплесков fE_s. Таким образом, четко связать наблюдаемое совпадение всплесков fE_s с солнечной активностью в указанные периоды затруднительно. В [1], где делалась попытка связать появление E_s с солнечными вспышками, получено, что связь между солнечными вспышками и ходом избыточного значения fE_s отмечается лишь в случае интервала усреднения за месяц, но в каждом отдельном случае эта связь не обязательна.

Фиг. 4. Число совпавших с опорной станцией всплесков fE_s по сравниваемым станциям



Фиг. 5. Примеры всплесков fE_s, одновременно прослеживаемых в 1958 г. на большинстве сравниваемых станций

Точки — совпавшие всплески fE_s; тире — отсутствие всплеска fE_s; кружки — станция не работала

ВЫВОДЫ

1. Установлено наличие одновременных всплесков fE_s на станциях, удаленных на значительные расстояния друг от друга.

2. Появления одновременных всплесков fE_s на сравниваемых станциях не случайны.

3. Подтверждается наличие зависимости fE_s от широты. Все это, повидимому, указывает на общность причин, управляющих образованием E_s, так как хорошо известно, что все средние его характеристики регулируются солнечной активностью.

Май 1966 г.

Литература

1. Ю. И. Виноградов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, 319.
2. Ю. И. Виноградов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 35.
3. Ю. К. Часовитин. Геомагнетизм и аэрономия, 1966, 6, № 6.
4. J. A. Thomas, A. C. Svenson, H. E. Brown. Austral. J. Phys., 1956, 9, N 1.
5. Т. С. Керблай. В сб. «Исследования ионосферы». Изд-во АН СССР, 1960, № 5.
6. С. С. Гавдаров. В сб. «Исследования ионосферы». Изд-во АН СССР, 1960, № 5.
7. J. A. Thomas, E. K. Smith. J. Atm. a. Terr. Phys., 13, N 3—4, 1959.
8. Т. С. Керблай, С. С. Гавдаров, Ю. К. Часовитин. В сб. «Исследования ионосферы». Изд-во АН СССР, 1965, № 14.
9. А. С. Беспрозванная, Г. Н. Горбушина. Морфология возмущенной ионосферы высоких широт (по данным МГГ). Л., Гидрометеоиздат, 1965.
10. Э. Р. Мустель, Н. Б. Егорова. В сб. «Солнечная активность». Изд-во АН СССР, 1961, № 1.
11. Catalogue of Solar activity during 1958, N 00503, 1964. National Aeronautics and Space Administration.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

О ВСПЛЕСКАХ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 8 *мм*

И. Г. Моисеев, В. А. Ефанов

Показано, что в радиоизлучении Солнца на волне 8 *мм* также наблюдаются три основных типа всплесков, характерных для сантиметрового диапазона волн: импульсные всплески типа А, послевсплесковый медленный спад интенсивности до предвсплескового уровня типа В и медленное возрастание и спадание интенсивности типа С.

Источники импульсных всплесков на волне 3 *см* и, вероятно, на волне 8 *мм* обладают направленностью излучения, которая выражается в увеличении в среднем наблюдаемой на Земле интенсивности всплесков по мере удаления их источников от центрального меридиана.

Выявленную анизотропию излучения можно объяснить, если считать, что всплески имеют синхротронное происхождение и генерируются в областях на Солнце, где преобладает радиальная составляющая магнитного поля.

ON SOLAR RADIO EMISSION BURSTS AT 8 MM, by *I. G. Moiseyev* and *V. A. Efanov*.— It is shown that the three main types of solar radio emission bursts, characteristic of the centimeter range, are also observed at 8 mm: impulse bursts of type A, the postburst slow intensity decrease to the preburst level of type B and the slow intensity increase and decrease of type C.

The sources of impulse bursts at 3 cm, and probably at 8 mm, are characterized by directivity of emission, which is evidenced in an increase on the average of burst intensities observed on the earth with increasing distance of the sources from the CM.

The detected anisotropy of radiation can be explained if it is assumed that the bursts are of synchrotron origin and are generated in solar regions with a predominantly radial magnetic field component.

Всплески радиоизлучения Солнца в 8-*мм* диапазоне волн мало изучены. В литературе имеются сведения о наблюдении всего лишь нескольких событий. Хаген и Хепбурн [1] сообщили о регистрации в 1951 г. пяти всплесков на волне $\lambda = 8{,}5$ *мм* и А. Е. Саломонович обнаружил и локализовал два всплеска на волне $\lambda = 8$ *мм* [2]. Такое малое число наблюденных событий является следствием как малой интенсивности и редкости их, так и, по-видимому, недостаточным освоением этого диапазона волн.

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР систематические наблюдения за радиоизлучением Солнца на волне $\lambda = 8$ *мм* проводятся с 1964 г. на радиотелескопе с 90-*см* параболическим зеркалом (ширина диаграммы направленности $\sim 40'$). В радиометре применена двухчастотная модуляция, позволяющая исключать различного вида помехи, а также осуществлять непрерывный контроль усиления приемника и температуры опорного канала [3]. За период с мая 1964 по апрель 1966 г. уверенно зарегистрировано три всплеска радиоизлучения Солнца: 17.I, 29 и 30.III 1966 г.

Всплеск 17.I 1966 г. начался в 11^h02^m (начало всплеска искажено поглощением в облаках) и закончился в 11^h29^m (фиг. 1) (время всюду мировое). Его интенсивность в максимуме была около 7% уровня невозмущенного Солнца. По виду, согласно классификации Ковингтона [4] для вспле-

сков сантиметрового диапазона, его можно отнести к типу С — медленное возрастание и уменьшение интенсивности. Всплеск произошел во время хромосферной вспышки балла 2, которая началась в 10^h32^m, окончилась в 12^h50^m и имела координаты 20N и 26E [5]. Эта вспышка сопровождалась мощным всплеском на волне 10 *см* [6], максимум интенсивности которого хорошо совпадает с максимумом 8-*мм* всплеска. В 11^h03^m отмечено также начало внезапного поглощения космического радиоизлучения (SCNA)[1], что свидетельствует о всплеске рентгеновского излучения во время вспышки.

Импульсный всплеск (*а* на фиг. 1), зарегистрированный 29.III 1966 г., сопровождался ярко выраженным событием типа В — медленным спадом интенсивности до предвсплескового уровня (*б* на фиг. 1). Импульсный всплеск начался в 10^h56^m, достиг максимума (~10% от предвсплескового уровня) в $10^h57^m,5$ и закончился в 11^h00^m. Конец медленного спада интенсивности можно отнести к 11^h33^m. В 10^h54^m на обсерватории «Кодайканал» отмечено начало вспышки балла 2, которая окончилась в 11^h15^m и имела координаты 26N и 62E. В 10^h54^m зарегистрировано начало внезапного поглощения космического излучения.

Всплеск 30.III 1966 г. (фиг. 1) начался в 12^h47^m и закончился в 12^h53^m. В максимуме он достиг интенсивности ~17% уровня невозмущенного Солнца. Его можно отнести к типу А — одиночный импульсный всплеск, В 12^h42^m рядом обсерваторий отмечено начало вспышки балла 2 с координатами 25*N* и 52*E* [5]. В 12^h47^m зарегистрировано начало сильного поглощения космического радиоизлучения.

Таким образом, на основании рассмотрения приведенных записей всплесков можно заключить, что и в 8-*мм* диапазоне волн наблюдаются три основных типа (А, В и С) всплесков, характерных для сантиметрового диапазона.

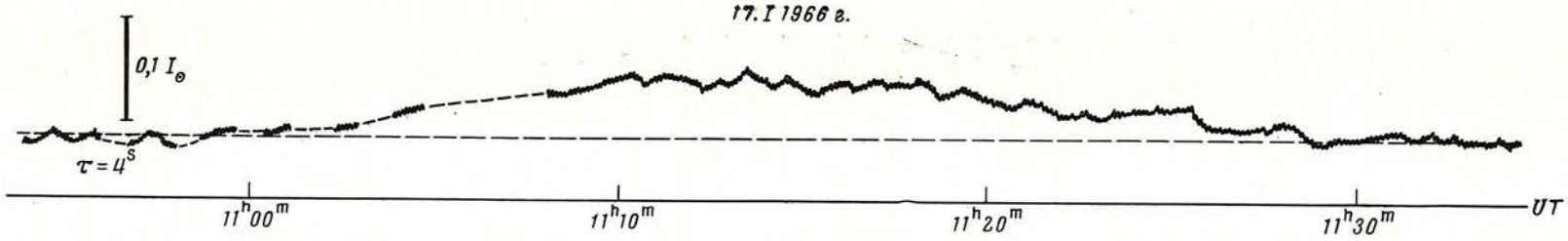
Данные об известных всплесках радиоизлучения на волне 8 *мм* и солнечных вспышках, с которыми они связаны, представлены в табл. 1.

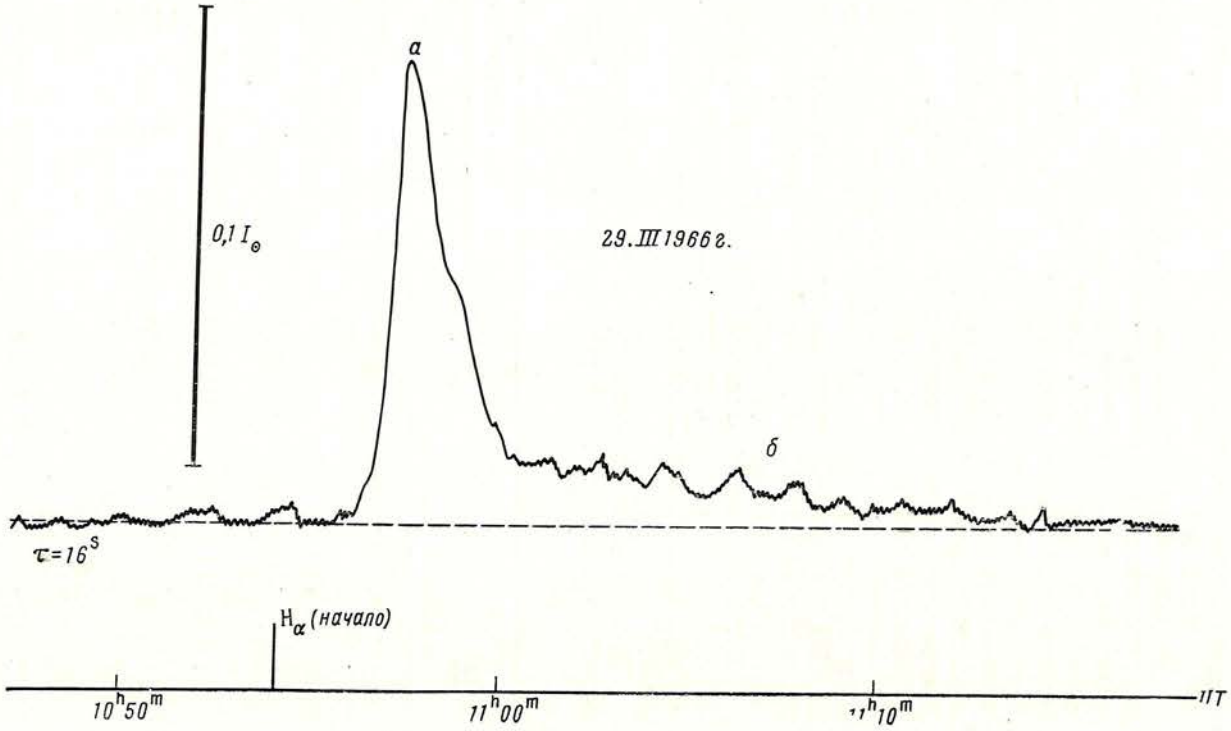
Таблица 1

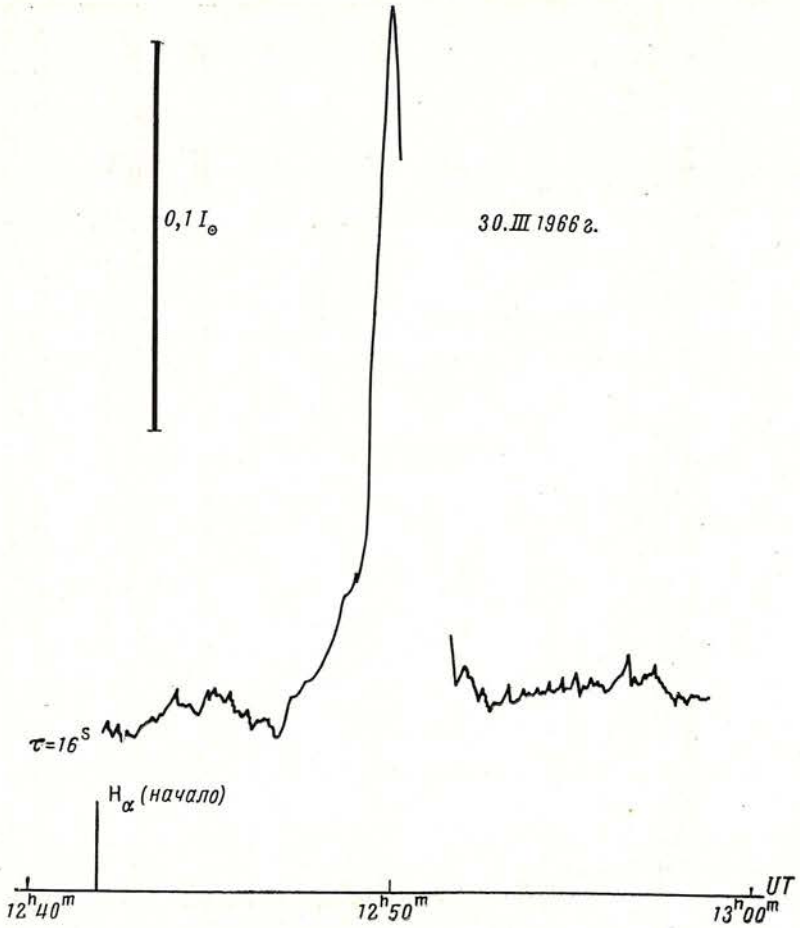
№ п/п	Дата	Начало на λ=8 *мм*	Хромосферная вспышка				Примечание
			начало	балл	координаты		
1	08.V 1951 г.	14^h56^m	15^h05^m		N10	E90	[1]
2	18.V	19 57	15 59		N17	W35	[1]
3	21.V	12 48			На лимбе		[1]
4	21.V	16 12	16 10		N14	W80	[1]
5	19.VI	16 22	16 20		S12	W18	[1]
6	12.VI 1959 г.		09 02	2^+	N15	E70	[2]
7	16.VI		06 21	2^+	N15	E15	[2]
8	17.I 1966 г.	11 02	10 32	2	N20	E26	КрАО
9	29.III	10 56	10 54	2	N26	E62	КрАО
10	30.III	12 47	12 42	2	N25	E56	КрАО

Четыре всплеска (№ 1, 2, 3 и 4) из [1] можно отнести к типу А, определить тип пятого всплеска из [1] затруднительно вследствие его малой интенсивности и искажения записи поглощением в облаках. Всплески (№ 6 и 7) из [2] классифицировать по типам не представилось возможным из-за специфики их наблюдений с остронаправленной антенной. Всплеск

[1] Сведения о SCNA, зарегистрированных на установках КрАО АН СССР, любезно предоставлены Ю. И. Нешпором.


17.I 1966 г.
0,1 $I_\odot$
$\tau = 4^s$
11^h00^m
11^h10^m
11^h20^m
11^h30^m
UT


а
0,1 $I_\odot$
29.III 1966 г.
б
$\tau = 16^s$
H_α (начало)
10^h50^m
11^h00^m
11^h10^m
UT



Фиг. 1. Всплески радиоизлучения Солнца на волне 8 *мм*

№ 8 относится к типу С. Всплески № 9 и 10, как отмечено выше, относятся к типу А.

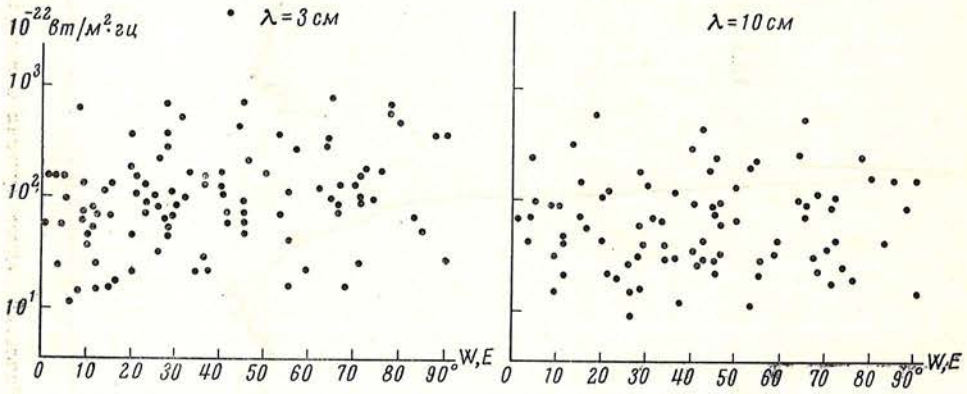
Таким образом, шесть всплесков являются импульсными. Здесь обращает на себя внимание то обстоятельство, что пять из них связаны со вспышками, имеющими координаты по долготе $> 50°$. Небольшое число зарегистрированных всплесков не позволяет сделать определенного заключения о распределении их по диску Солнца, однако преобладание всплесков, связанных с краевыми вспышками, может оказаться, как нам кажется, не случайным.

Импульсные всплески в 8-*мм* диапазоне волн могут иметь, как и всплески типа А на сантиметровых волнах, синхротронное происхождение.

Полная энергия синхротронного излучения электрона определяется выражением [7]

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{\text{полн}} = \frac{2e^2\omega_H^2}{3c}\frac{\beta^2}{1-\beta^2},$$

где e — заряд электрона, $\beta = v/c$ (v — скорость электрона), $\omega_H = eH/mc$ — гирочастота, H — компонента магнитного поля, ортогональная скорости v, т. е. $H = H_0 \sin\theta$ (θ — угол между скоростью электрона v и магнитным полем H_0).



Фиг. 2. Изменение интенсивностей всплесков радиоизлучения в зависимости от положения солнечных вспышек по долготе на волнах 3 и 10 *см*

Отсюда следует, что энергия синхротронного излучения будет максимальной при движении его поперек поля. Если учесть, что при синхротронном механизме электрон излучает в узком конусе по направлению своего движения, то легко заметить, что область с изотропно распределенными энергичными электронами, которая находится в магнитном поле одной ориентации, будет обладать направленностью в излучении. Интенсивность излучения от области будет пропорциональна $\sin^2\theta$, т. е. максимальна в направлении, перпендикулярном магнитному полю [8, 9].

Известно, что наиболее активны в микроволновом излучении те вспышки, которые происходят вблизи солнечных пятен, часто закрывая своей площадью часть полутени и тени пятна [10]. Вблизи пятен и тем более в зоне их полутени и тени, на низких уровнях в атмосфере Солнца, где генерируются наиболее коротковолновые всплески, можно ожидать преобладания радиальной составляющей локального магнитного поля. В этом случае максимум излучения при синхротронном механизме будет находиться в направлении, перпендикулярном преобладающей составляющей магнитного поля, т. е. вдоль солнечной поверхности. Источники таких всплесков будут обладать направленностью в излучении — интенсивность излучения

Таблица 2

№ п/п	Дата	λ=3 см		λ=10 см		Хромосферная вспышка					
		Время максимума	Поток S, 10^{-22} вт/м²	Время максимума	Поток S, 10^{-22} вт/м²	начало	конец	максимум	балл	координаты	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	1.VII 1957 г.	$07^h42^m,9$	71			07^h14^mE	07^h45^m		1+	S24	W66
2	3.VII	07 43	135	$07^h41^m,9$	300	07 12	08 30D	07^h45^m	3+	N14	W40
3		08 41	1370	08 47	460	08 30	11 45	08 40		N10	W42
4	16.VII	07 32,5	480	07 33	176	07 31	08 16D	07 44	1+	N31	E80
5		17 49	360	17 53	192	17 42	20 08	18 04	1+	S33	W28
6	18.VII	07 32	35			07 32	07 42	07 34	1	S36	E10
7	2.VIII	14 39	91			14 32	14 48	14 36	1	N26	E32
8	5.VIII	16 17	118			16 15	16 30	16 20	1	S27	W62
9	8.VIII	11 24	277			11 16	12 57	11 24	2+	N27	W57
10	20.VIII	16 47	69			16 42	16 55	16 48	1	N12	E12
11	23.VIII	14 04	113			14 02	14 14	14 06	1	N18	W14
12	29.VIII	10 38	20			10 31	11 10	10 39	2	S25	E20
13	30.VIII	08 56	11			08 53	09 08	08 57	1	S28	E06
14	6.IX	10 35	349	10 36	153	10 45E	11 06		1	N16	W90
15	8.IX	09 29	14	09 29	23	09 23	09 36	09 31	1	S42	E68
16	12.IX	07 09	121	07 09	152	07 03	07 40	07 13	2	N09	W15
17		15 16	691	15 15	610	15 10	16 38	15 16	2	N11	W18
18	14.IX	07 24	64	07 24	47	07 22	08 15D	07 26	2	N09	E83
19	17.IX	10 38	50			10 30	11 26D	10 42	1	N23	E28
20	18.IX	11 02	50	11 02	42	10 26E	12 07	10 45	2	N23	E11
21	19.IX	11 13	92	11 13	98	11 10	11 59	11 13	1+	N24	W05
22	1.X	08 45	14			08 44	09 22	08 54	1	N17	W08
23	9.X	07 43	214	07 43	27	07 40E	07 55		1	N18	W26
24	14.X	07 11	24	07 11	80	06 53E			1	S17	E12
25	15.X	07 56	111	07 56	42	07 48E	08 34	07 56	1	S26	E29
26		13 32	81	13 32	139	13 31	13 57	13 33	1	S21	E30
27	17.X	13 53	644			13 52	14 15	13 55	1	S25	E08
28	18.X	08 21	147	08 21	238	08 16E	10 22D	08 20	1	S24	W04
29	20.X	09 40	514	09 41	70	09 38	11 20D	09 42		S28	W31
30	21.X	13 01	162	13 02	131	13 01	13 14	13 02	1	S28	W50
31	22.X	10 06	146	10 06	68	09 56	10 18	10 05	1	N14	W01
32	25.X	10 47	85	10 47	22	10 42E	11 35		1	N26	W45
33		15 04	23	15 04	44	15 00	16 12	15 05	1	N13	E03
34	26.X	07 58	76	07 58	45	07 53	08 33	08 03	1+	N12	W11
35	8.XI	10 14	157	10 14	20	10 14	11 37	10 15	1	S23	E76
36	10.XI	10 43	20	10 43	13	10 05			1	S20	E37
37	11.XI	14 19	46	14 19	81	14 10	14 38	14 20	1+	S29	E45
38	2.XII	11 03	20	11 03	40	10 55	12 00	11 07	2+	S17	W34
39	14.XII	12 41	670			12 45E	14 50D		2+	N18	E78
40	19.XII			09 32	329	07 57E	10 15		2+	N20	E13
41	2.I 1958 г.	09 32	206	09 32	94	09 10	09 48		1	S22	W46
42	6.I	12 53	160			12 49	13 43	12 56	1+	N11	E13
43	15.I	09 23	56	09 23	66	09 23	09 47		1	N18	E33
44	17.I	13 02	56	13 01	73	12 55E	13 39	13 03	1	N08	W04
45	23.I	09 12	10	09 12	28	09 04	10 53	09 18	2+	S24	W45
46	10.II	13 27	280	13 27	102	13 20E	14 11	13 32	2+	S13	W64
47	11.II	13 46	29	13 46	15	13 42	15 46	13 47	1+	S21	W26

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	Дата	λ=3 см		λ=10 см		Хромосферная вспышка					
		Время максимума	Поток S, 10^{-22} вт/м²	Время максимума	Поток S, 10^{-22} вт/м²	начало	конец	максимум	балл	координаты	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
48	1.III	09h14m	685	09h14m	234	09h05m	10h07m	09 17	3	S11	W45
49	7.III	13 29	58			13 26	13 38	13 30	1	S18	E00
50	9.III	12 30	105			12 17E	13 41		1	N15	E55
51	10.III	13 16	65			13 16E	13 50D		1+	N08	E29
52	12.III	14 38	116	14 38	31	14 16	15 31	14 42	2	S18	W67
53	14.III	15 01	48	15 01	154	14 54	15 41D	15 07	2	S21	W85
54	20.III	14 55	260			14 45	15 50	14 57	2	N23	E28
55	24.III	11 40	46	11 39	32	11 37	12 11	11 44	1	N20	W28
56	29.III	13 42	545	13 42	255	13 39	14 10	13 43	2	N35	E78
57		14 49	117	14 49	36	14 47	15 07	14 49	1	N26	W70
58	2.IV	15 40	100			15 36	17 35	15 48	1	S17	E25
59	29.IV			11 55	67	11 28	12 40	11 57	2+	N30	E50
60		13 18	15	13 23	29	13 15E	13 25D		1	S14	E55
61	30.IV	08 05	140			08 04	08 20	08 09	1	S16	E36
62		09 37	45	09 37	88	09 34	10 10	09 38	2	S20	W10
63	30.IV	09 50	64			09 50	10 09	09 56	1	N12	E15
64	1.V	10 41	180	10 41	101	10 37E	11 12	10 45	1	S17	E20
65	2.V	07 29	70	07 29	31	07 15	07 50		1−	S16	E09
66	4.V	07 44	86			07 40	07 55	07 45		N19	W23
67	5.V	08 05	45	08 05	16	08 00	08 24	08 07	1	S16	W28
68	3.VI	15 11	343	15 11	208	15 07	15 43	15 12	2+	N30	W53
69	5.VI	08 43	771	08 43	562	08 35	09 56	08 50	2+	N15	W65
70	11.VI	13 07	154	13 08	128	13 06	14 17	13 10	1+	N43	W21
71	13.VI	07 04	28	07 04	29	06 57	07 20	07 04	2	N27	W36
72		14 49	53	14 49	25	14 40	15 00	14 50	1−	N27	W41
73	23.VI	08 00	129	08 00	119	07 50	08 41	08 01	1+	S12	E36
74	7.VII	17 40	143			17 36	18 20		1+	S21	E71
75	8.VII	13 39	20	13 38	44	13 32	14 12	13 42	1+	S21	E59
76	11.VII	07 24	68	07 25	11	07 24	07 50	07 26	1−	S23	W53
77	12.VII	07 58	87	07 58	25	07 53	08 11D	07 58	2+	S23	W74
78				08 18	108	08 11	08 43D	08 17		S25	W68
79	15.VII	09 19	127	09 19	35	09 14	11 40	09 22	2	N07	E40
80	26.VII	08 58	65	08 58	90	08 56	09 36	09 03	2	S16	W09
81	27.VII	06 49	362			06 48E	07 25		1+	S17	W20
82	29.VII	14 21	69	14 22	88	14 14	15 29	14 24	1+	S15	W45
83	30.VII	15 29	313	15 29	276	15 23	16 37	15 30	2	S13	W64
84	4.VIII			07 43	29	07 40	08 22	07 45	1+	N27	W34
85	7.VIII	15 03	94	15 03	86	14 57	17 00D	15 08	3	S16	E71
86	11.VIII			08 49	34	08 46	09 20	08 50	1+	N22	W46
87	13.VIII	15 32	45	15 33	44	15 25	16 30	15 36	1+	S14	W20
88	16.VIII	06 58	88	06 59	44	06 42	07 25		1+	N15	E72
89	23.VIII	14 20	105	14 20	21	14 03	14 50	14 20	1+	N18	W21
90	25.VIII			10 01	61	09 49	10 50	10 03	2+	N17	W46
91	7.IX	09 31	16	09 31	58	09 30E	10 00		1	S03	E16
92	10.IX	10 15	80	10 15	9	10 04	11 00	10 15	1+	S09	W26
93	11.IX	12 14	72	12 14	26	12 13	13 38	12 16	1	S08	W41
94	12.IX	0 17	78	09 17	73	09 04	10 03	09 15	2	N15	E66

Таблица 2 (окончание)

№ п/п	Дата	λ=3 см		λ=10 см		Хромосферная вспышка					
		Время максимума	Поток S, 10^{-22} вт/м²	Время максимума	Поток S, 10^{-22} вт/м²	начало	конец	максимум	балл	координаты	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
95	13.IX			09h14m	32	09h04m	10h35m	09 18	2+	S10	W58
96	22.IX			07 45	44	07 38	09 10D	07 50	2	S19	W42
97	4.X	13 59	158	13 59	105	13 57	14 38D	14 00	1+	N21	E72
98	13.X	11 05	24	11 05	15	10 58	11 56	11 06	1+	S03	E90
99	16.X			10 35	21	10 35	11 08	10 45	1	S19	E11
100	21.X	14 18	17	14 17	73	14 16	15 48D	14 25	2	S05	W15
101	24.X	10 35	37	10 35	21	10 33	11 03	10 39	1	S05	W55
102	1.XI	10 38	70			10 26	12 00D	10 45	1+	S16	E23
103	5.XI	10 16	330	10 16	88	10 12E	10 45D	10 15	2	S14	E88
104	25.XI	08 17	16			08 07	08 55	08 16	2	N19	E12
105	28.XI	10 37	135	10 37	20	10 35	10 55	10 39	1	N19	W23
106		12 57	60	12 58	61	12 46	14 40D	12 58	2	N21	W28
107	29.XI	09 34	178	09 34	95	09 20	10 26	09 42	2	N19	W40
108	4.XII	10 54	22	10 54	18	10 49	11 16	10 56	1+	N15	E71
109	9.XII	12 58	144			12 57	13 25	13 00	1−	N15	W02
110	11.XII	09 50	91	09 50	94	09 43	10 11	09 51	1	S20	W65
111	12.XII	10 40	128	10 40	15	10 33	11 11D		1	S03	W09
112		13 02	780	13 02	>1950	12 29	15 47	13 04	2+	S03	W08
113	24.XII	09 47	628	09 47	220	09 46	10 10	09 50	1	S14	E54
114	29.XII	10 38	63			10 32	10 53	10 36	1−	N06	E17

в направлении на Землю будет увеличиваться по мере удаления их от центрального меридиана Солнца.

Такой направленностью, вероятно, могут обладать и источники импульсных всплесков сантиметрового диапазона волн.

По всплескам радиоизлучения Солнца на волнах 3 и 10 *см* за время МГГ и последующие годы накоплен обширный экспериментальный материал. Представилось интересным исследовать активность вспышек в радиоизлучении на этих волнах в зависимости от их положения на диске Солнца.

Институтом Генриха Герца опубликован каталог копий записей всплесков радиоизлучения Солнца за период МГГ [11] и их интенсивностей в максимуме (измерены над предвсплесковым уровнем) [12]. Из этого каталога были отобраны все импульсные всплески (в том числе и сложной формы), которые уверенно можно было связать с хромосферными вспышками (табл. 2). Сведения о хромосферных вспышках были взяты из [13].

По данным табл. 2 построены графики зависимости интенсивностей импульсных всплесков на волнах 3 и 10 *см* (фиг. 2) от распределения солнечных вспышек (с которыми связаны всплески) по долготе. По оси ординат отложена интенсивность всплесков в максимуме, по оси абсцисс — солнечная долгота. Из графиков видно, что если на волне 10 *см* интенсивность всплесков в среднем не изменяется по диску Солнца, то на волне 3 *см* заметна тенденция к увеличению интенсивности всплесков по мере удаления их источников от центрального меридиана.

Для получения хотя бы грубой количественной оценки различия в интенсивности между всплесками, связанными с центральными и краевыми вспышками, все всплески были разбиты (отдельно для каждой волны) на две группы — связанные со вспышками с координатами $>40°$ по долготе и $\leqslant 40°$. В первой группе насчитывалось 45 всплесков на волне 3 *см* и 44

всплеска на волне 10 *см*, во второй группе — 62 и 43 всплеска соответственно. Далее была вычислена интенсивность, приходящаяся в среднем на один всплеск каждой волны в первой и во второй группах. Оказалось, что для зоны $>40°$ от центрального меридиана на один всплеск на волне 3 *см* приходится в среднем $224 \cdot 10^{-22}$ *вт/м*$^2 \cdot$*гц*, а на всплески в зоне $\leqslant 40°$ от центрального меридиана — $130 \cdot 10^{-22}$ *вт/м*$^2 \cdot$*гц*. Из этих данных следует, что интенсивность всплесков радиоизлучения для краевой зоны ($>40°$ от центрального меридиана) в среднем в 1,7 раза выше, чем для центральной зоны. Таким образом, источники всплесков на волне $\lambda = 3$ *см* обладают направленностью излучения. Интенсивность их излучения увеличивается по мере удаления источников от центрального меридиана.

На волне 10 *см* интенсивность среднего всплеска в зоне $>40°$ от центрального меридиана оказалась равной $106 \cdot 10^{-22}$ *вт/м*$^2 \cdot$*гц*, а в зоне $\leqslant 40°$ от центрального меридиана — $117 \cdot 10^{-22}$ *вт/м*$^2 \cdot$*гц*, т. е. источники всплесков на этой волне направленностью в излучении практически не обладают, что согласуется с выводами [14].

Увеличение в среднем интенсивности импульсных всплесков на волне 3 *см* по мере удаления их источников от центрального меридиана подтверждает высказанное выше предположение о преобладании радиальной составляющей в локальных магнитных полях в области генерации указанных всплесков, что приводит к анизотропности излучения при синхротронном механизме. Отсутствие направленности излучения у источников импульсных всплесков на волне 10 *см* можно понять, если учесть, что они генерируются в атмосфере Солнца на более высоких уровнях (по сравнению со всплесками на волне 3 *см*), где преобладание радиальной составляющей локального магнитного поля менее вероятно.

Резюмируя, можно отметить следующее: в 8-*мм* диапазоне волн также наблюдаются три основных типа всплесков, характерных для сантиметрового диапазона волн: а) импульсные всплески типа А, б) послевсплесковый медленный спад интенсивности до предвсплескового уровня типа В и в) медленное возрастание и спадание интенсивности типа С.

Источники импульсных всплесков на волне 3 *см* и, вероятно, на волне 8 *мм* обладают направленностью излучения, которая выражается в увеличении в среднем наблюдаемой на Земле интенсивности всплесков по мере удаления их источников от центрального меридиана. Выявленную анизотропию излучения можно объяснить, считая, что всплески имеют синхротронное происхождение и генерируются в областях на Солнце, где преобладает радиальная составляющая магнитного поля.

13 мая 1966 г.

Литература

1. J. P. Hagen. Nature, 1952, **170**, 244.
2. А. Е. Саломонович. Астрон. ж., 1960, **37**, вып. 6, 969.
3. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 53.
4. A. E. Covington. Paris Symp. on Radioastr., 1959, 159.
5. Солнечные карты Фраунгоферова ин-та, 1965—1966 гг.
6. Ю. Ф. Юровский. Наст. том, стр. 176.
7. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. Изд-во «Наука», 1964, стр. 353.
8. Г. Тумэ. Радиоастрономия. ИЛ, 1961.
9. Г. Г. Гетманцев. Космические исследования, 1965, 3, 495.
10. M.-J. Martres-Trope et M. Pick-Gutmann. Compt. Rend., 1962, **254**, 24.
11. O. Hahenberg, F. Fürstenberg, B. Helms, A. Krüger. Radiostrahlungsausbrüche der Sonne im IGJ. Katalog, 1963, 1.
12. O. Hahenberg, F. Fürstenberg, B. Helms, A. Krüger. Radiostrahlungsausbrüche der Sonne im IGJ. Katalog, 1963, II.
13. Quartarly Bull. Solar Activity, 1957—1958.
14. H. W. Dodson, E. R. Hedeman, A. E. Covington. Astrophys. J., 1954, **119**, 541.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЦЕНТРОВ АКТИВНОСТИ ПО ГЕЛИОГРАФИЧЕСКОЙ ДОЛГОТЕ

Л. С. Левицкий

Рассматривается связь областей с шумовыми радиобурями на метровых волнах с протонными вспышками и всплесками IV типа за период с июля 1957 г. по декабрь 1963 г. Показано, что протонные области и области, в которых возникли всплески IV типа, в большинстве случаев сопровождаются длительным повышенным излучением на метровых волнах типа шумовых бурь (если площадь группы пятен не слишком мала). В то же время лишь в ~30% всех областей, связанных с шумовыми бурями, наблюдались всплески IV типа и только в ~20—25% — протонные вспышки.

Рассмотрено распределение по гелиографической долготе (относительно кэррингтоновского меридиана) протонных вспышек, вспышек, сопровождавшихся всплесками IV типа, больших хромосферных вспышек (балла 2 и выше), областей с шумовыми бурями и групп пятен с площадью $S \geqslant 500$ миллионных долей полусферы. Показано, что вспышки балла меньше 3, шумовые бури небольшой интенсивности и группы пятен с $S < 1000$ миллионных долей полусферы равномерно распределены по гелиографической долготе. Но все выдающиеся явления, как-то: протонные вспышки, вспышки, генерирующие всплески IV типа, вспышки высокого балла (3 и 3^+), сильные шумовые бури и группы пятен большой площади ($S \geqslant 1000$ миллионных долей полусферы) — показывают резко выраженную концентрацию в области долгот 300—0—140° по сравнению с интервалом 140—300°. Эта неравномерность в распределении устойчиво сохраняется на протяжении всего исследуемого периода, как если бы области с повышенной активностью не участвовали в дифференциальном вращении Солнца и имели синодический период обращения $27^d,3$.

THE DISTRIBUTION OF CENTERS OF ACTIVITY WITH HELIOGRAPHIC LONGITUDE, by *L. S. Levitsky*.— The association between regions with radio noise storms at meter wavelengths and proton flares and type IV bursts during the period July 1957 — December 1963 is discussed. It is shown that in the majority of cases proton regions and regions, in which type IV bursts occurred, are accompanied by a prolonged radiation increase at meter wavelengths of the noise storm type (if the area of the spot group is not too small). At the same time type IV bursts were observed only in about 30% of all the regions connected with noise storms and about 20—25% in regions connected with proton flares.

The distribution with heliographic longitude (relative to the Carrington meridian) of the following phenomena is discussed: proton flares, flares accompanied by type IV bursts, chromospheric flares (importance 2 and higher), regions with noise storms and spot groups with an area $S \geqslant 500$ millionth parts of the hemisphere (m. p. s.). It is shown that flares with importance lower than 3, noise storms of low intensity and spot groups with $S < 1000$ m. p. s. are distributed uniformly with heliographic longitude. However all the notable phenomena: proton flares, flares generated by type IV bursts, flares with high importance (3 and 3^+), strong noise storms and large area spot groups ($S \geqslant 1000$ m. p. s.) show a sharply expressed concentration in the 300° — 0 — 140° longitude interval as compared to 140° — 300° interval. During all of the period studied this nonuniformity in distribution is very stable, as though regions with intensified activity did not participate in the differential rotation of the sun and had a synodic rotational period of 27.3 days.

1. В [1, 2] было показано, что области, в которых возникли протонные вспышки, как правило, сопровождались шумовыми бурями. Эти исследования охватывали период 1961—1963 гг. Часто шумовая буря или дли-

тельное повышенное излучение на метровых волнах возникали после протонной вспышки [3].

Целью настоящей работы является изучение связи протонных областей с шумовыми бурями на более обширном материале, а также исследование распределения этих областей по гелиографической долготе, отсчитываемой от кэррингтоновского меридиана.

2. В работе используются данные по протонным вспышкам, шумовым бурям и всплескам IV типа за период с июля 1957 по декабрь 1963 г.

Выбор протонных вспышек был произведен заново при тщательном критическом изучении данных по минимальным частотам отражения $f_{мин}$, полученным на многих высокоширотных станциях как в северной, так и в южной полярной шапке. При этом за основу были взяты наши ранние работы [1, 2, 4—7]. Все выбранные таким образом протонные вспышки (всего 111 вспышек) были разделены на три группы: 1) «сильные», 2) «умеренные» и 3) «слабые» протонные вспышки.

К первой группе были отнесены протонные вспышки, после которых наблюдалось длительное полное поглощение в полярной шапке, а связь с выбранной вспышкой не вызывала сомнений. Все они сопровождались мощными всплесками IV типа. Таких вспышек оказалось 35.

Во вторую группу вошли вспышки, после которых наблюдалось отчетливое (но без длительного полного поглощения) возрастание $f_{мин}$, зафиксированное по многим станциям, а связь с выбранной вспышкой была уверенной (54 вспышки). Как правило, они сопровождались всплесками IV типа.

Наконец, в третью группу были включены вспышки, после которых наблюдалось очень слабое возрастание $f_{мин}$ или связь с выбранной вспышкой была неуверенной. Многие из них (12 из 22) не сопровождались всплесками IV типа.

Данные о всплесках IV типа были взяты из [8, 9].

Сведения о шумовых бурях выбирались при просмотре оригинальных записей радиоизлучения Солнца на 209 *Мгц*, полученных в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Кроме того, были использованы непрерывные данные о средних трехчасовых значениях потока радиоизлучения Солнца на 200 *Мгц*, публикуемые в [10].

Для локализации шумовых бурь над определенной группой пятен были использованы интерферометрические данные о положении на диске Солнца источников радиоизлучения на 169 *Мгц* (Нансэ) и 250 *Мгц* (Нидерланды) [10], а также координаты источников на 169 *Мгц*, приведенные в [11]. Использовались, кроме того, сведения о поляризации излучения [10] и площадях групп пятен [12]. При этом принимались во внимание закономерности, обнаруженные при изучении групп пятен, связанных с шумовыми бурями [11].

В годы, близкие к минимуму солнечной активности (1961—1963 гг.), когда на видимой стороне солнечного диска одновременно присутствовало небольшое число групп пятен, почти всегда можно было однозначно локализовать источник шумовой бури над определенной активной областью. В годы высокой активности сделать это значительно труднее. В тех случаях, когда положение источника не удавалось однозначно связать с определенной группой пятен, определялась только приблизительная долгота (от кэррингтоновского меридиана) источника.

За период с июля 1957 по декабрь 1963 г. было выбрано 179 центров активности, связанных с шумовыми бурями.

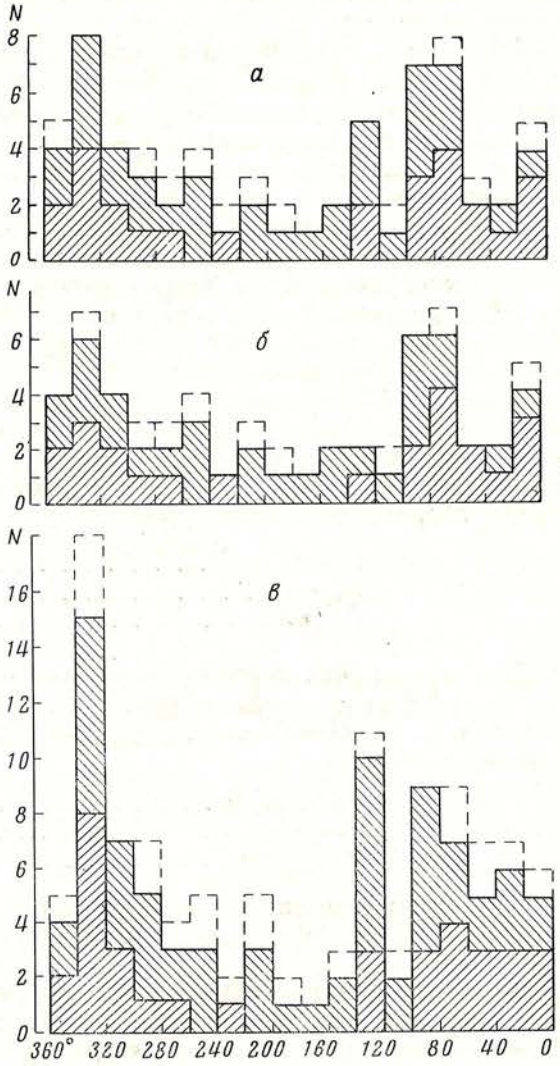
Сведения о хромосферных вспышках брались из [10, 13].

3. Выбранные 111 протонных вспышек возникли в 71 области. Эти области были разделены на три группы аналогично разделению протонных вспышек. В результате получилось: 26 протонных областей I группы, 33 области II группы и 12 — III группы.

Исследовалась их связь с источниками повышенного излучения на метровых волнах. При этом оказалось, что из 59 + (12) протонных областей (в скобках указывается число протонных областей III группы) 35 + (3) связаны с шумовыми бурями, 10 + +(1) — с длительным (порядка суток) излучением на метровых волнах, возникшим после протонной вспышки (тип IVC по классификации Кунду [14]).

Из 14 + (8) оставшихся протонных областей 6 + (4) имели очень малую площадь (менее 250 миллионных долей полусферы вблизи центрального меридиана). Согласно [1, 11], такие группы пятен почти никогда не сопровождаются повышенным излучением на метровых волнах.

Следовательно, совершенно не сопровождались заметным повышением излучения в метровом диапазоне длин волн типа шумовых бурь 7 + (4) протонных областей [13 % + (50%)]. Ни одна из них не является «сильной» протонной областью (областью I группы). Все 26 «сильных» протонных областей сопровождались интенсивным излучением на метровых волнах.



Фиг. 1. Распределение по долготе протонных областей (*а*), протонных областей без рекуррентных протонных областей (*б*) и протонных вспышек (*в*)

Штриховыми линиями обозначены «слабые» протонные области и протонные вспышки, заштрихованы «сильные» протонные области и протонные вспышки

Таким образом, все это подтверждает высказанное ранее [1, 2] предположение, что большинство протонных областей связаны с шумовыми бурями. Однако только 20—25% областей, представляющих собой источники шумовых бурь, являются в то же время и протонными областями.

Изучалась также связь областей, в которых возникали всплески IV типа, с шумовыми бурями. 246 всплесков IV типа, имевшихся в нашем распоряжении, попали в 123 области (из них — 64 протонные области); 62 из 123 областей сопровождались шумовыми бурями. В них произошло 152 всплеска IV типа. 52 области со всплесками IV типа не сопровождались шумовыми бурями (в них возникло 72 всплеска). Для 9 оставшихся областей связь с шумовыми бурями была неопределенной.

Из 52 областей без шумовых бурь 19 имели малую площадь (менее 250 миллионных долей полусферы вблизи центрального меридиана). Та-

ким образом, фактически только 33 области со всплесками IV типа не сопровождались шумовыми бурями (это составляет 35%).

Итак, можно резюмировать, что активные области, в которых возникают протонные вспышки или всплески IV типа, в большинстве случаев сопровождаются шумовыми бурями (если площадь группы пятен не слишком мала). В то же время лишь в ~30% областей, связанных с шумовыми бурями, наблюдались всплески IV типа, и только в 20—25% — протонные вспышки.

4. Для 71 протонной области из [12] были взяты их кэррингтоновские долготы и построено распределение числа областей по долготе (фиг. 1, *а*).

Из гистограммы видно весьма неравномерное распределение этих областей по долготе. В области долгот 140—300° имеется глубокий минимум. В этот интервал попало всего 15 + (6) протонных областей, в то время как на остальные долготы —44 + (6) областей. В скобках, как и раньше, дано число областей III группы. Протонных областей I и II групп в одной полусфере возникло почти в три раза больше, чем в другой, областей же III группы — поровну. Для «сильных» протонных областей (I группа) это отношение еще больше (23 : 3). Даже если мы исключим рекуррентные протонные области, то получим (фиг. 1, *б*) для областей:

I и II групп	37 : 14
I группы	20 : 3
III группы	4 : 5

Еще более яркая картина получается при рассмотрении не областей, а самих протонных вспышек (фиг. 1, *в*). Отношения для двух интервалов долгот (один — 300—0—140°, другой — 140—300°) следующие. Для протонных вспышек:

I и II групп	70 : 19
I группы	32 : 3
III группы	12 : 10

Подобные же результаты получены при исследовании долготного распределения 78 протонных вспышек, возникших в период с 1954 по 1963 г. [15].

Таким образом, мы приходим к выводу, что на Солнце имеются две широкие области долгот, занимающие одна 160° (140—300°), другая 200° (300—0—140°) и резко отличающиеся по числу возникших в них протонных вспышек. Тот факт, что эти области остаются устойчивыми на протяжении исследуемого нами большого периода (почти 7 лет), заставляет предположить, что они не подвержены дифференциальному вращению Солнца, а имеют постоянный период обращения, равный $27^d,3$. В какой степени дифференциальное вращение смазало бы всю картину, показывает такой пример: две области, отстоящие друг от друга на 5° по широте и находящиеся в начальный момент на одном меридиане, из-за дифференциального вращения Солнца за 3 года разошлись бы на ~180° по долготе.

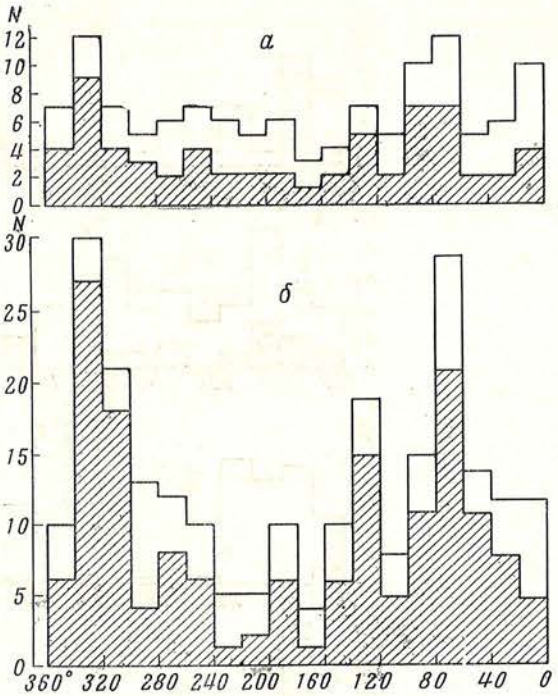
Для объяснения найденного распределения по долготе протонных вспышек можно высказать два альтернативных предположения. Во-первых, можно предположить, что генерация протонов во вспышках происходит одинаково часто на любых долготах, но условия для выхода этих протонов из области вспышки на определенных долготах вследствие каких-то неизвестных причин гораздо более благоприятные.

Во-вторых, можно предположить, что генерация протонов действительно происходит более часто во вспышках, возникших в области долгот 300—0—140°.

Хорошо известно, что протонные вспышки, как правило, сопровождаются радиовсплесками IV типа. Эти всплески, по-видимому, являются по-

казателями того, что во вспышке были генерированы частицы высоких энергий. Но не всегда эти частицы попадают на Землю. Поэтому изучение распределения по долготе вспышек, сопровождавшихся всплесками IV типа, может дать некоторые дополнительные сведения, позволяющие исключить одно из приведенных выше предположений.

5. Долготное распределение 123 областей, в которых возникли всплески IV типа, показано на фиг. 2, *а*. Из гистограммы видно преобладание областей в диапазоне долгот 300—0—140°, но не столь ярко выраженное, как для протонных областей. Отношение для двух интервалов долгот составляет 81 : 42. Отношение для всех 246 всплесков IV типа значительно больше — 172 : 69 (фиг. 2, *б*).



Фиг. 2. Распределение по долготе областей, в которых возникали всплески IV типа (*а*) и хромосферных вспышек, сопровождавшихся всплесками IV типа (*б*)

Заштрихованы протонные области и всплески IV типа, возникшие в протонных областях

Таким образом, долготное распределение всплесков IV типа свидетельствует, по-видимому, о том, что действительно генерация протонов происходит чаще во вспышках, расположенных в области долгот 300—0—140°.

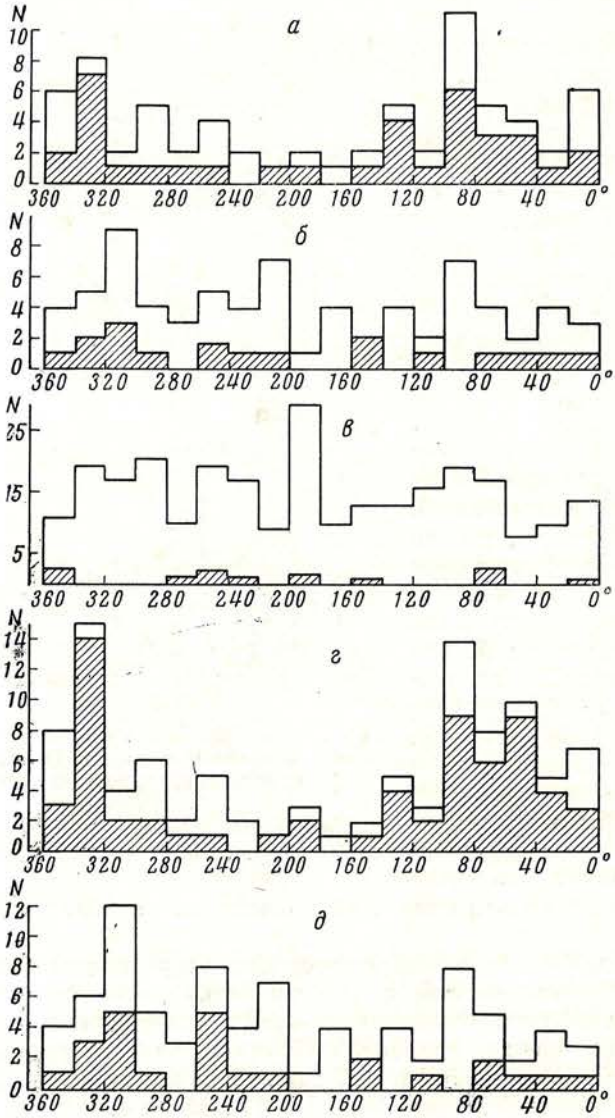
Из фиг. 2, *а*, *б* видно, что неравномерность в распределении показывают в основном протонные области. Действительно, для протонных областей со всплесками IV типа отношение для двух интервалов долгот составляет 46 : 18 и для вспышек со всплесками IV типа, возникших в протонных областях, это соотношение равно 128 : 34. Соответствующие отношения для непротонных областей равны 35 : 25 и 44 : 35, т. е. в этом случае отношения близки к единице.

Обращает на себя внимание также тот факт, что в протонных областях произошло значительно больше всплесков IV типа, чем в непротонных (хотя число протонных и непротонных областей со всплесками IV типа приблизительно одинаково).

6. Наличие неравномерного распределения всплесков IV типа наводит на мысль о том, что в зоне повышенной активности должны чаще возникать хромосферные вспышки большого балла, так как именно они в большинстве случаев генерируют протоны, наблюдаемые на Земле по поглощению радиоволн в полярной шапке.

Чтобы проверить это, были выбраны все области, в которых возникли вспышки балла не ниже 2, и разделены на три класса. В первый класс вошли области, в которых максимальными были вспышки балла 3 и 3^+, во второй — балла 2^+, в третий — балла 2. Кроме того, в каждом классе было произведено подразделение на протонные и непротонные области. Затем для областей каждого класса было построено распределение по долготе.

Полученные результаты представлены на фиг. 3, *а*, *б*, *в*, из которой видно, что области с мощными вспышками (балла 3 и 3^+) показывают



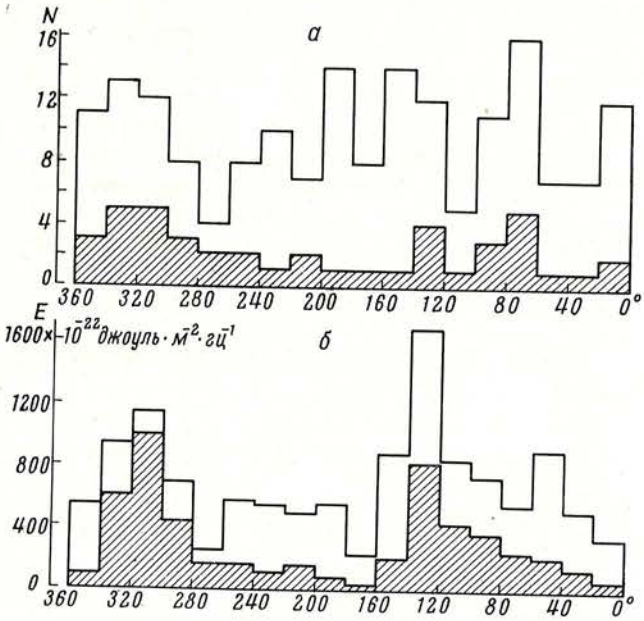
Фиг. 3. Распределение по долготе областей со вспышками балла 3 и 3^+ (*а*), балла 2^+ (*б*), балла 2 (*в*), хромосферных вспышек балла 3 и 3^+ (*г*), балла 2^+ (*д*)

Заштрихованы протонные области и вспышки, возникшие в протонных областях

значительную концентрацию в зоне повышенной активности (отношение для двух интервалов долгот составляет 51 : 19). Это особенно резко выражено для протонных областей (30 : 6). Отношение для областей со вспышками балла 2^+ значительно ниже (44 : 30), а для областей со вспышками балла 2 практически отсутствует (144 : 127).

Еще более отчетливая картина получается при распределении самих вспышек (фиг. 3, *г* и *д*). Очень большую неравномерность в распределении по долготе показывают вспышки балла 3 и 3^+, особенно возникшие в протонных областях, для которых отношение составляет 56 : 8.

Таким образом, мы видим, что вспышки средней мощности с одинаковой вероятностью могут возникнуть в любой области долгот, в то время как



Фиг. 4. Распределение по долготе областей, связанных с шумовыми бурями (*а*), «суммарной энергии» шумовых бурь (*б*)

Заштрихованы шумовые бури, связанные с протонными областями

для мощных вспышек вероятность появления в зоне 300—0—140° приблизительно в 3,5 раза больше, чем в области 140—300°.

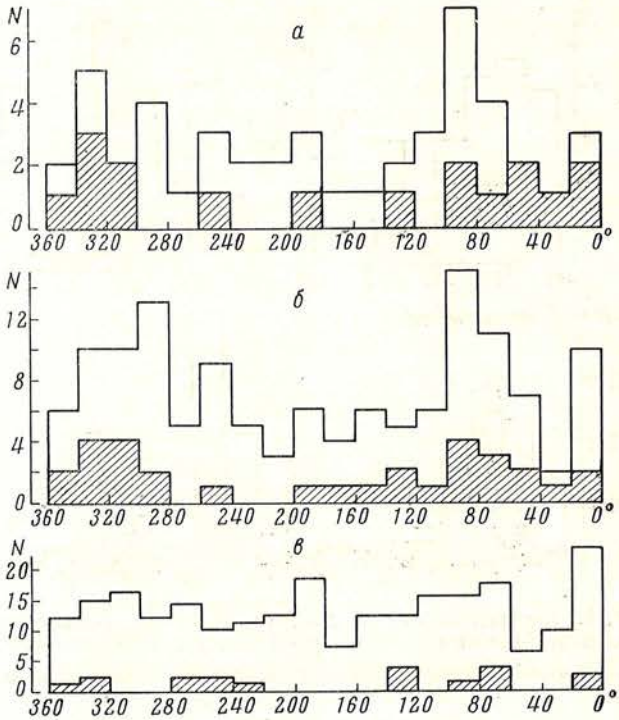
7. Представляет интерес рассмотреть распределение по долготе областей, связанных с шумовыми бурями, так как некоторая часть из них связана с протонными областями и всплесками IV типа.

На фиг. 4, *а* представлено распределение по долготе всех 179 областей с шумовыми бурями. Отношение для двух указанных выше интервалов долгот получилось 106 : 73, что свидетельствует о приблизительно равномерном распределении по долготе. Но в распределение входят шумовые бури, сильно отличающиеся друг от друга по интенсивности и длительности. Для того чтобы получить более ясное представление о распределении шумовых бурь по гелиографической долготе, была оценена величина, грубо характеризующая полную энергию шумовой бури. Для этого были использованы средние трехчасовые значения потока радиоизлучения на частоте 200 *Мгц*, публикуемые в [10]. Затем было построено распределение по долготе полученных величин и вычислена сумма их для каждого интервала в 20°. После этого для уменьшения флуктуаций полученных величин была вычислена скользящая средняя для каждого долготного интервала в 20°. Полученная картина показана на фиг. 4, *б*. Из гистограммы видно, что «суммарная энергия» шумовых бурь выше в области долгот 280—340 и 40—160°, чем в остальных. Эта разница еще более отчетливо выражена для протонных областей.

Таким образом, можно заключить, что шумовые бури средней и малой интенсивности могут возникать на любой долготе, в то время как продолжительные и интенсивные шумовые бури с большей вероятностью возникают в области долгот повышенной активности Солнца.

8. Поскольку для наиболее интенсивных шумовых бурь обнаруживается тенденция появляться чаще в зоне повышенной активности, то можно думать, что в ней более часто возникают группы пятен большой площади.

Для того чтобы это выяснить, из [12] были выбраны все группы пятен с площадью $S \geqslant 500$ миллионных долей полусферы Солнца. Выбранные



Фиг. 5. Распределение по долготе солнечных групп пятен с площадью $S \geqslant 1500$ миллионных долей полусферы (*а*), с $S \geqslant 1000$ (*б*), с $500 \leqslant S < 1000$

Заштрихованы группы пятен, в которых возникали протонные вспышки

группы были разделены на три класса: 1) с площадью $S \geqslant 1500$, 2) с $S \geqslant 1000$ и 3) с $1000 > S \geqslant 500$ миллионных долей полусферы. В каждом из этих классов пятен было произведено деление на протонные и непротонные области, и было построено их распределение по долготе (фиг. 5, *а*, *б*, *в*). Из гистограммы видно, что наблюдается заметная неравномерность в распределении для групп пятен с $S \geqslant 1500$ и $S \geqslant 1000$, но полностью отсутствует для пятен с площадью $500 \leqslant S < 1000$. Особенно значительная неравномерность в распределении наблюдается для протонных областей, имеющих большую площадь пятен.

Исследования распределения солнечных пятен по долготе, выполненные различными авторами (например, [16, 17]) за прошлые циклы солнечной активности, также показывают заметно бо́льшую концентрацию на одних долготах по сравнению с другими, причем это неравномерное распределение иногда сохраняется на протяжении нескольких циклов [17]. Отмеченная нами зона повышенной активности (300—0—140°) хорошо совпадает с активными центрами, найденными в [17] по распределению пятен за прошлые (№ 12—18) циклы солнечной активности, хотя в [17] имеются еще и другие активные центры.

9. Ко всему сказанному можно добавить, что сходное распределение по долготе получено для желтой корональной линии ($\lambda = 5694$ Å) за период 1958—1960 гг. [18]. Желтая корональная линия соответствует высокой температуре и всегда указывает на высокую активность в данной области [19]. Она никогда не наблюдалась в минимуме солнечной активности [19]. По-видимому, свечение желтой корональной линии относится к выдающимся явлениям активности в солнечной короне.

ВЫВОДЫ

1. Протонные области и области, в которых возникали всплески IV типа, в большинстве случаев (85 и 65% соответственно) сопровождаются длительным повышенным излучением на метровых волнах типа шумовых бурь, если площадь групп пятен не слишком мала.

«Сильные» протонные области всегда сопровождаются длительным повышенным излучением на метровых волнах.

2. В то же время только в ~30% всех областей, связанных с шумовыми бурями, наблюдались всплески IV типа и лишь в 20—25% — протонные вспышки.

3. Всю солнечную поверхность можно разделить по долготе на две зоны, приблизительно по 180° каждая, одна из которых значительно превосходит другую по своей повышенной активности.

Другими словами, все выдающиеся явления, как-то: протонные вспышки, вспышки, генерирующие всплески IV типа, вспышки высокого балла (хотя и непротонные), сильные шумовые бури и группы пятен большой площади ($S \geqslant 1000$ миллионных долей полусферы) — показывают резко выраженную неравномерность в распределении по гелиографической долготе с более высокой концентрацией в диапазоне долгот 300—0—140° (с двумя нерезко выраженными максимумами в области ~60—100° и ~300—340°).

Но наиболее значительную неравномерность по гелиографической долготе показывает распределение протонных вспышек, особенно сильных, как, по-видимому, самого выдающегося из известных нам явлений на Солнце.

Эта неравномерность в распределении устойчиво сохраняется на протяжении почти всего солнечного цикла, как если бы области с повышенной активностью не участвовали в дифференциальном вращении Солнца и имели синодический период обращения $27^d, 3$.

Существование устойчивых активных долгот хорошо согласуется также с наблюдениями рекуррентных геомагнитных бурь, последовательности которых могут сохраняться в течение года и более [20].

Май 1966 г.

Литература

1. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 16.
2. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **35**, 253.
3. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **32**, 84.
4. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, **26**, 90.
5. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Астрон ж., 1961, **39**, № 3, 419.
6. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **28**, 293.
7. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **30**, 221.
8. M. Pick-Gutmann. Ann. Astrophys., 1961, **24**, N 3, 183.
9. Z. Svestka, J. Olmr. Bull. Astron. Inst. Czechosl., **17**, N 1, 4, 1966.
10. Quart. Bull. Solar Activity, 1957—1963, N 119—144.
11. A. M. Le Squeren. Ann. Astrophys., 1963, **26**, N 2, 97.
12. Солнечные данные, 1957—1963 гг., № 1—12.
13. I. G. Y. Solar Activity Report Ser., 1960, N 12; 1961, N 15; 1963, N 21; 1964, N 25.
14. M. R. Kundu. Solar Radio Astronomy, 1964, **2**.
15. C. S. Warwick. Astrophys. J., 1965, **141**, N 2.
16. H. M. Losh. Publ. Obs. Univ. Michigan, 1938, **7**, 5, 127.
17. Ю. И. Витинский. Изв. Главной обс. в Пулкове 1960, **21**, 96.
18. D. E. Trotter, D. E. Billings. Astrophys. J., 1962, **136**, 1140.
19. D. E. Trotter, D. A. Henderson. I. G. Y. Solar Activity Report Ser., 1964, N. 27.
20. S. Chapman, J. Bartels. Geomagnetism. Oxford, 1940.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

О ПОЛОЖЕНИИ ИСТОЧНИКОВ ШУМОВЫХ БУРЬ ОТНОСИТЕЛЬНО ОПТИЧЕСКИХ ОБРАЗОВАНИЙ НА ДИСКЕ СОЛНЦА

Л. И. Юровская

Проводится расчет углов отклонения источников шумовых бурь от радиального направления, проходящего через центр активной области или вспышки. Показано, что источники шумовых бурь незначительно отклонены к востоку. Существенной разницы в отклонении для протонных и непротонных областей не обнаружено. Источники в среднем отклоняются к западу, если вспышки сопровождаются всплесками IV типа, в противном случае — к востоку.

THE POSITIONS OF NOISE STORM SOURCES RELATIVE TO OPTICAL FEATURES ON THE SOLAR DISK, by *L. I. Yurovskaya*.— The deviation angles of noise storm sources relative to radial directions through the center of an active region or flare are computed. It is shown that noise storm sources deviate very slightly to the east. No significant difference was detected in the deviations for proton and non-proton regions. On the average the sources deviate to the west if the flare is accompanied by type IV bursts, in the opposite case — to the east.

В настоящее время при определении высоты источника шумовых бурь над фотосферой предполагают, что все источники шумовых бурь располагаются радиально над оптическими образованиями на одинаковой высоте [1, 2]. Однако в работах [2, 3] было показано, что видимое положение этих источников смещено к центральному меридиану по отношению к соответствующим группам пятен. В [3] показано, что простого учета рефракции лучей в короне с переменной электронной концентрацией недостаточно для объяснения наблюдаемого смещения.

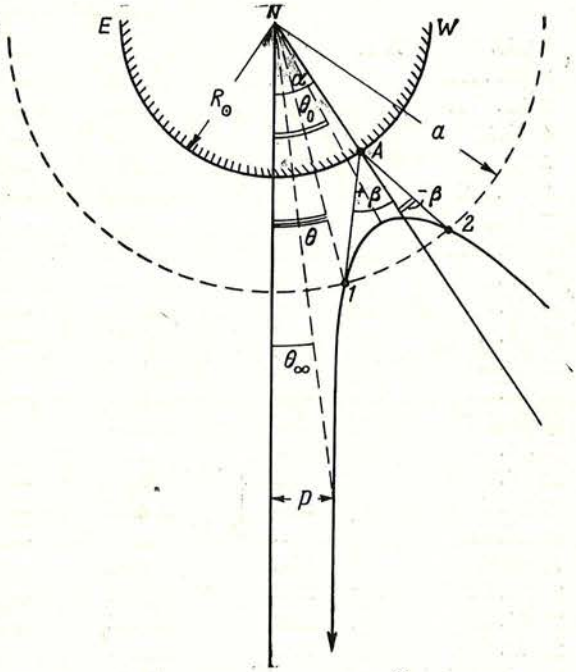
Кроме того, известно, что оптические вспышки вызывают повышение излучения шумовых бурь [2]. В последнее время эти вспышки принято делить на протонные и непротонные. Одним из признаков того, что данная оптическая вспышка сопровождалась выбросом протонов, считается появление в радиоизлучении всплеска IV типа.

Для изучения физических условий в короне во время хромосферных вспышек, а также для выяснения природы шумовых бурь представляет интерес рассмотреть вопрос о том, как располагаются источники шумовых бурь в короне по отношению к вспышкам, которые сопровождались всплесками радиоизлучения IV типа, и к вспышкам, после которых всплеска IV типа не обнаружено, а также по отношению к вспышкам, происходящим в областях, где были протонные вспышки и где таких вспышек не было. В каждом случае положение источника шумовой бури можно рассматривать как по отношению к положению оптической вспышки, так и по отношению к центру соответствующей активной области.

Отклонение источника шумовой бури от радиуса, проходящего через место вспышки или центр активной области, и направления от оптического образования на фотосфере в точку короны, где предполагается суще-

ствование радиоисточника, характеризуется углом β. Угол β считается положительным, если источник смещен к востоку относительно радиуса, проходящего через центр активной области или вспышки, и отрицательным, если источник смещен к западу.

На фиг. 1 точка A представляет собой оптическое образование на фотосфере, расположенное под углом α от центрального меридиана. Точки *1* и *2* определяют возможные положения источника шумовой бури на расстоянии a от центра Солнца, которые с Земли определяются на расстоянии p от центрального меридиана. θ_∞ характеризует угол для данного p от центрального меридиана до слоя, начиная с которого коэффициент преломления среды n становится равным единице. θ_0 — угол от центрального меридиана до точки, где происходит поворот луча, выходящего из солнечной атмосферы на расстоянии p от центрального меридиана. Угол θ характеризует положение источника шумовой бури на высоте a от центрального меридиана. В этом случае угол β характеризует отклонение источника шумовой бури от радиального направления, проходящего через оптическое образование на фотосфере.



Фиг. 1. К определению угла β с учетом рефракции лучей в солнечной короне

Для расчетов углов β воспользуемся результатами теории распространения радиоволн в солнечной короне [4]. При этом предполагается, что электромагнитная энергия распространяется в области, где электронная концентрация распределена согласно модели Ньюкирка. При определении положения источника шумовой бури с помощью крестообразного радиоинтерферометра [5] измеряется параметр p, поэтому при расчете угла отклонения β надо учитывать рефракцию лучей в солнечной короне. Согласно [4],

$$\theta = \theta_\infty + \int_a^{R_\infty} \frac{p\,dr}{r\sqrt{(nr)^2 - p^2}},$$

где r — текущий радиус; остальные обозначения такие же, как на фиг. 1. При этом каждому значению p соответствует два значения θ. В первом случае мы «видим» источник шумовой бури в прямых лучах — положение *1*, во втором в отраженных — положение *2*.

Угол отклонения β можно рассчитать по формуле, полученной в [6], которая в нашем случае с учетом рефракции будет иметь вид

$$\beta = \frac{a\sin\theta - \sin\alpha}{\sqrt{a^2 + 1 - 2a\cos(\theta - \alpha)}} - \alpha.$$

Обозначения такие же, как на фиг. 1.

Таблица 1

№ п/п	Дата	Положение вспышки α, *град*	Положение центра шумовой бури, $R_\odot$	Углы отклонения β (в *град*) для высот (в $R_\odot$)				
				1,25	1,35	1,5	1,75	2,0
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Отклонения центров шумовых бурь от положения вспышек, сопровождавшихся всплеском IV типа								
1	25.I 1958 г.	12E	0,17E	—15	—19	—18	—14	—12
2	16.VIII	47W	1,05W	—40	—32	+ 6	+21	+31
3	22.VIII	8W	0,10W	+10	+11	+12	+ 9	+ 8
4	24.III 1959 г.	5W	0,10W	— 5	0	+ 3	+ 2	+ 2
5	9.VI	20E	0,04W	—68	—60	—51	—43	—38
6	14.VII	7E	0,05W	—40	—32	—26	—21	—18
7	29.VII	26E	0,31E	—43	—41	—36	—31	—27
8	18.VIII	38W	0,61W	+28	+35	+36	+39	+34
9	2.XII	16W	0,05W	+76	+58	+48	+37	+33
10	11.I 1960 г.	3E	0E	—15	—11	— 9	— 7	— 6
11	28.III	39E	0,54E	—43	—47	—45	—45	—41
12	29.III	33E	0,26E	—66	—62	—57	—48	—43
13	29.III	27E	0,26E	—52	—49	—45	—37	—33
14	30.III	9E	0,17E	0	— 4	— 6	— 7	— 6
15	1.IV	9W	0,17W	0	+ 4	+ 6	+ 7	+ 6
16	6.V	8E	0E	—36	—29	—23	—18	—16
17	26.V	16W	0,45W	—36	—19	— 6	+ 2	+ 6
18	25.VI	6E	0E	—28	—22	—18	—14	—12
19	10.X	24W	0,60W	—36	—15	— 3	+ 9	+12
20	10.XI	25E	0,44E	—10	—19	—20	—23	—22
21	11.XI	12E	0,60E	+68	+51	+36	+18	+12
22	12.XI	10W	0,28E	+64	+64	+53	+41	+34
23	14.XI 1960 г.	19W	0E	+66	+58	+50	+41	+36
24	15.XI	33W	0,14W	+74	+69	+64	+56	+51
25	11.VII 1961 г.	35E	0,90E	+52	+32	+ 6	— 9	—18
26	15.VII	19W	0,35W	+ 5	+11	+12	+18	+18
27	24.VII	15E	0,10W	—66	—58	—49	—39	—34
	$\beta_{ср}$			—5,8	—4,7	—3,0	—2,1	—1,6
Отклонения центров шумовых бурь от вспышек, не сопровождавшихся всплеском IV типа								
28	15.I 1958 г.	34E	0,60E	—10	—26	—29	—31	—31
29	23.II	1E	0,53W	—80	—69	—55	—39	—34
30	25.II	5E	0,17E	+19	+12	+ 3	0	+19
31	30.III	20W	0,17W	+46	+41	+39	+33	+29
32	13.VII	1W	0,20W	—43	—32	—21	—12	—10
33	24.I 1959 г.	22W	0,46W	—10	+ 8	+ 9	+ 9	+ 8
34	14.II	20E	0,45E	+19	0	— 6	—12	—10
35	14.II	14E	0,45E	+43	+22	+12	+ 2	+ 2
36	24.VIII	28E	0,15E	—70	—64	—55	—46	—41
37	2.IX	9W	0,26W	+24	—11	— 6	0	+ 2
38	3.IX	13W	0,21W	+74	+65	+55	+45	+40
39	11.IX	9W	0E	+40	+32	+26	+21	+18
40	16.IX	9W	0,47E	+87	+78	+65	+52	+43
41	2.XI	17W	0,14W	+43	+38	+34	+27	+24

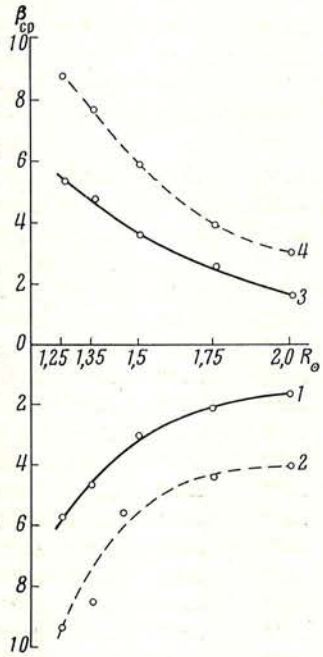
Таблица 1 (окончание)

№ п/п	Дата	Положение вспышки α, *град*	Положение центра шумовой бури, $R_\odot$	Углы отклонений β (в *град*) для высот (в $R_\odot$)				
				1,25	1,35	1,5	1,75	2,0
1	2	3	4	5	6	7	8	9
42	10.XI	11E	0,52W	—90	—82	—71	—56	—51
43	22.XII	8W	0,61E	+90	+83	+72	+58	+48
44	27.XII	48W	0,53W	+70	+67	+64	+61	+55
45	21.XII	8W	0 W	+36	+29	+23	+18	+16
46	21.V 1960 г.	14W	0E	+55	+47	+39	+31	+27
47	24.V	11E	0,17E	—10	—11	—12	—12	—10
48	25.V	4E	0,17W	—90	—82	—71	—56	—51
49	26.V	16W	0,45W	—36	—19	— 3	— 2	— 2
50	27.V	24W	0,35W	+28	+29	+29	+29	+25
51	30.VIII	10E	0,33E	+32	+22	+12	+ 2	+ 2
52	2.IX	23W	0,26W	+40	+38	+36	+33	+29
53	3.IX	37W	0,58W	+32	+35	+39	+39	+35
54	8.X	5E	0E	—24	—19	—15	—12	—10
55	9.X	10W	0,33W	—36	—19	— 9	— 2	0
56	19.X	22E	0,79E	—10	+ 8	+ 9	+ 9	+ 8
57	29.I 1961 г.	19E	0,79E	+69	+56	+36	+16	+12
58	30.I	5E	0E	—24	—19	—15	—12	—10
59	23.III	31E	0,50E	—24	—32	—34	—33	—33
60	24.III	25E	0E	—76	—69	—60	—52	—46
61	15.VI	8E	0,05W	—43	—32	—26	—21	—18
62	11.VII	34E	0,90E	+35	+34	— 3	— 7	—15
63	24.VII	9E	0,10W	—55	—44	—34	—27	—24
64	16.VIII	4W	0,15W	—15	— 8	— 3	— 1	— 2
65	16.VIII	9W	0,15W	+10	+11	+12	+ 9	+ 8
66	3.IX	10E	0,17E	— 5	— 8	— 9	— 9	— 8
$\beta_{ср}$ от вспышек, не сопровождавшихся всплесками IV типа				+5,4	+4,9	+3,6	+2,6	+1,8
$\beta_{ср}$ от вспышек для всех 66 случаев				+0,8	+1,1	+0,9	+0,7	+0,4

Для вычислений были использованы данные, опубликованные в [3], в виде списка повышений излучения шумовых бурь, соответствующих им положений источников, а также центров активных областей и вспышек за период с 1958 по 1961 г. Из этого списка были выбраны такие шумовые бури, которые отождествлены только с одной группой пятен и с одной вспышкой и лежат в пределах $\pm 48°$ от центрального меридиана. Такие ограничения введены для исключения неоднозначности, а также ошибки в расчете рефракции для больших углов. Всего таким образом было отобрано 66 случаев (табл. 1). Так как известно [1], что источники шумовых бурь в короне наблюдаются на высотах от 1,3 до 2,0 $R_\odot$ (расстояние считается от центра Солнца), то для расчетов были выбраны высоты: 1,25; 1,35; 1,5; 1,75; 2,0 $R_\odot$. Для каждого из этих случаев по приведенным выше формулам были рассчитаны углы отклонения β для прямых и отражен-

ных лучей, считая, что источники шумовых бурь располагаются на определенных выше высотах в короне.

Расчет средних углов отклонения проводился с помощью электронно-вычислительной машины «Минск-1» как для всех 66 случаев, так и по отдельным группам. Разделение на группы было сделано по следующему принципу: в одну группу объединялись все случаи повышения шумовых бурь, которые вызваны вспышками, сопровождавшимися всплесками IV типа, в другую — все остальные. Сведения о том, сопровождалась ли данная вспышка всплеском IV типа, взяты из [3, 7].



Фиг. 2. Зависимость угла отклонения $\beta_{ср}$ от высоты

Кроме того, весь материал был сгруппирован по другому принципу: в одну группу были включены повышения шумовых бурь, следовавшие за вспышками, происшедшими в активных областях, в которых до этого либо после наблюдались протонные вспышки, в другую — без протонных вспышек. Так же как и в [8], первые области будем называть протонными в отличие от вторых — непротонных. Протонные области определялись по каталогу протонных вспышек, составленному в Крымской астрофизической обсерватории [9].

Углы отклонения центров шумовых бурь были рассчитаны как по отношению к положению оптических вспышек, так и к положению центров активных областей. Для всех групп на каждой высоте подсчитано $\beta_{ср}$ как среднее арифметическое. Результаты расчетов углов β и $\beta_{ср}$ для прямых лучей по отношению к положению оптических вспышек, сопровождавшихся и не сопровождавшихся всплеском IV типа, а также $\beta_{ср}$ для всех отобранных случаев повышения шумовых бурь, представлены в табл. 1.

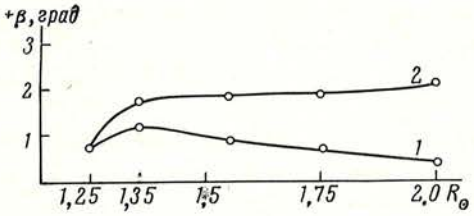
На фиг. 2 сплошными линиями показана зависимость $\beta_{ср}$ от высоты для тех случаев, когда угол β отсчитывался от радиуса, проходящего через область вспышки, штриховыми — от радиуса, проходящего через центр активной области. Кривая *1* соответствует вспышкам, которые сопровождались всплесками IV типа, кривая *2* — центрам активных областей, в которых наблюдались вспышки, сопровождавшиеся всплесками IV типа. Кривые *3* и *4* соответствуют центрам активных областей и вспышкам, не сопровождавшимся всплесками IV типа. Из фиг. 2 видно, что угол отклонения $\beta_{ср}$ от центров активных областей в 1,5—2 раза больше, чем $\beta_{ср}$ от вспышек. Это, возможно, указывает на то, что вспышки, сопровождающиеся всплесками IV типа, вероятно, чаще всего происходят западнее центра активной области. Ход кривых *1* и *2*, так же как кривых *3* и *4*, одинаков, поэтому при сравнении результатов по группам будем рассматривать углы $\beta_{ср}$ как отклонения источников шумовых бурь от вспышек. Это не внесет существенной разницы в результаты, однако даст возможность выявить разницу в ходе $\beta_{ср}$ с высотой между отдельными группами.

Расчет среднего угла отклонения для всех 66 случаев показывает, что источники шумовых бурь незначительно смещены к востоку. Такая зависимость сохраняется для источников в прямых (фиг. 3, кривая *1*) и отраженных (кривая *2*) лучах.

На фиг. 4, *а* показан ход $\beta_{ср}$ с высотой для вспышек различных групп при наблюдении в прямых лучах. Заметной разницы в ходе кривых *1* и *2*

(для вспышек, происшедших в протонных и непротонных областях) не наблюдается. Величины $\beta_{ср}$ для вспышек, сопровождавшихся всплесками IV типа (кривая *3*), отрицательны, т. е. источники шумовых бурь, по-видимому, смещены к западу. Если вспышка не сопровождается всплеском IV типа (кривая *4*), то среднее смещение восточное.

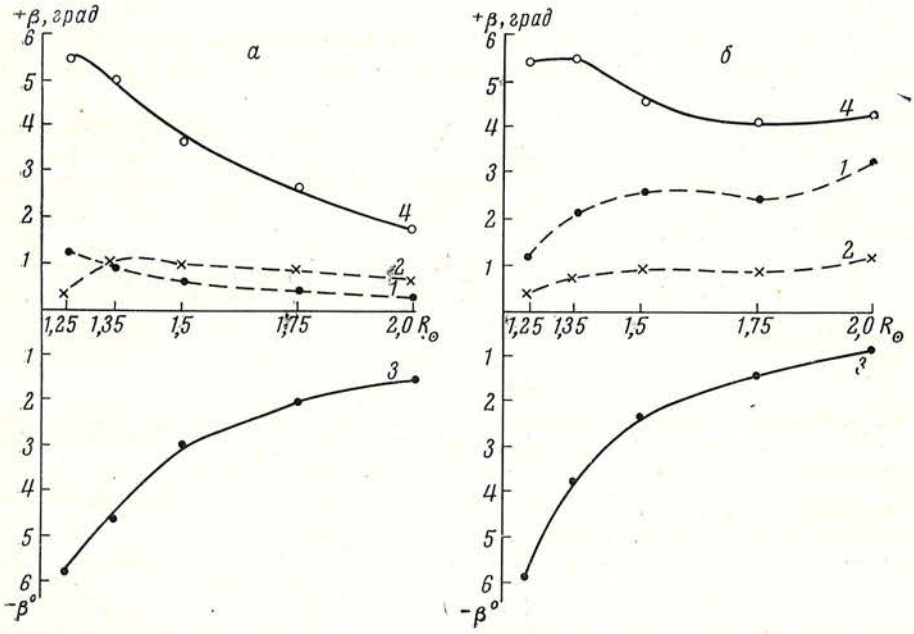
Для отраженных лучей ход $\beta_{ср}$ с высотой для всех групп представлен на фиг. 4, *б*. Здесь, как и на фиг. 4, *а*, видно, что отклонение к западу источников шумовых бурь от положения вспышек соответствует только таким вспышкам, которые сопровождались в радиоизлучении всплесками IV типа. Для всех остальных групп отклонение источников шумовых бурь от положения вспышек восточное.



Фиг. 3. Изменение угла отклонения $\beta_{ср}$ с высотой

Возможно, что в ходе сильной хромосферной вспышки, сопровождающейся всплеском IV типа, источник шумовой бури оказывается смещенным к западу относительно положения самой вспышки. Эта особенность, по-видимому, сохраняется недолго, так как для вспышек, происшедших в протонных областях, среднее смещение источников шумовых бурь восточное.

В [2, 3] отмечено, что измеряемая интерференционным методом величина *p* дает мнимое положение источников шумовых бурь по отношению к положению соответствующих вспышек. Это приводит к появлению кажущегося смещения источников шумовых бурь в сторону центрального меридиана. В [3] также отмечено, что положение источников шумовых бурь будет близко к положению соответствующих вспышек, если предположить, что мы «видим» источник только в отраженных лучах. Смещение источников шумовых бурь к центральному меридиану, по-видимому, остается и в этом случае, так как для вспышек, происшедших на восточной стороне



Фиг. 4. Зависимость $\beta_{ср}$ от высоты для вспышек в прямых лучах (*а*) и в отраженных (*б*)

солнечного диска, $\beta_{ср}$ отрицательное, а на западной — положительное. В таком случае на конечный результат может повлиять различное число вспышек на восточной и западной частях солнечного диска. Эти сведения для каждой из рассмотренных групп помещены в табл. 2. Чтобы исключить влияние числа случаев, были рассчитаны $\beta'_{ср}$ для всех перечисленных выше групп при условии

$$\beta'_{ср} = \frac{\beta_{ср_E} + \beta_{ср_W}}{2},$$

где $\beta_{ср_E}$ и $\beta_{ср_W}$ — средние значения β для вспышек данной группы, расположенных соответственно на восточной и западной частях солнечного диска.

Полученные результаты не противоречат изложенному выше.

Таблица 2

Вспышки	Число вспышек на W	$\beta_{ср_W}$, *град*	Число вспышек на E	$\beta_{ср_E}$, *град*	Для всех высот	
					$\beta_{ср}$, *град*	$\beta'_{ср}$, *град*
В протонных областях	14	+25	20	−16	+0,5	+4,5
В непротонных областях	17	+23	15	−21	+1,0	+1,0
Сопровождавшиеся всплеском IV типа	12	+21	15	−24	−3,5	−1,5
Не сопровождавшиеся всплеском IV типа	19	+25	20	−16	+3,5	+4,5

Из проведенного анализа следует:

1. Источники шумовых бурь в среднем незначительно смещены к востоку ($\beta_{ср}$ около 1°).

2. Среднее отклонение положения источников шумовых бурь от положения вспышек в 1,5—2 раза меньше, чем от центров активных областей.

3. Существенной разницы в ходе $\beta_{ср}$ с высотой для вспышек, происшедших в протонных и непротонных областях, не обнаружено.

4. Для вспышек, сопровождавшихся всплесками IV типа, источники шумовых бурь в среднем отклоняются к западу. Для всех остальных случаев — к востоку.

Выражаю искреннюю благодарность М. Н. Рыбаловой и всему коллективу электронно-вычислительной машины за помощь в расчетах.

7 мая 1966 г.

Литература

1. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. Изд-во «Наука», 1964.
2. A.-M. Malinge. Ann. Astrophys., 1960, **23**, N 4, 574.
3. A.-M. Le Squeren. Ann. Astrophys., 1963, **26**, N 2, 97.
4. В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Физматгиз, 1960.
5. A. Boischot. Ann. Astrophys., 1958, **21**, N 6, 273.
6. Г. Ф. Елисеев, Л. И. Юровская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **36**, 112.
7. Z. Svestka, J. Olmr. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1966, **17**, N 1, 4.
8. Г. Ф. Елисеев, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 3.
9. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, **26**, 90.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

ИОНОСФЕРНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ ОТ ОБЛАСТЕЙ С ПРОТОННЫМИ И НЕПРОТОННЫМИ ВСПЫШКАМИ

Л. А. Елисеева

Обнаружено, что области, в которых возникают протонные вспышки, отличаются более высокой активностью в отношении внезапных ионосферных возмущений (SID), обусловленных рентгеновским излучением солнечных вспышек. В частности, ионосферные эффекты, связанные со вспышками в этих областях, происходят в среднем в семь раз чаще, чем в областях с непротонными вспышками.

IONOSPHERIC DISTURBANCES FROM REGIONS WITH PROTON AND NON-PROTON FLARES, by *L. A. Eliseyeva*.— It is found that regions in which proton flares originate are characterized by higher activity as regards SID, due to X-ray radiation of solar flares. In particular, ionospheric effects connected with flares in these regions occur 7 times more frequently on the average than those associated with regions with non-proton flares.

В настоящее время большой интерес представляет выяснение физических процессов, которые приводят к возникновению протонных вспышек, и прогнозирование появления протонов в окрестностях Земли. Исследования в этой области выявили отличительные особенности областей с протонными вспышками от тех центров активности, где такие вспышки не происходят. В [1] показано, что число вспышек, особенно балла 1, в областях с протонными вспышками значительно больше, чем в областях без протонных вспышек. Как показали исследования [2], протонные вспышки возникают в областях со сложной конфигурацией магнитного поля, обладающего большими градиентами вблизи нейтральных точек. В [3] по параметру d/D, который характеризует расположение и размеры пятен в группе, изучены области, где происходят протонные вспышки, радиовсплески IV типа и шумовые бури. Такие центры активности характеризуются малым значением этого параметра. В [4] исследована активность в радиоизлучении областей с протонными и непротонными вспышками. Построенное в этой работе распределение числа областей с протонными вспышками в зависимости от числа вспышек, сопровождавшихся радиовсплесками в диапазоне 3—21 *см*, существенно отличается от аналогичного распределения областей с непротонными вспышками.

В этой связи интересно выяснить, существует ли различие двух указанных выше типов областей в рентгеновском излучении. Для этой цели были использованы эффекты внезапных ионосферных возмущений: SEA, SFA, SWF и SCNA, которые, как известно, обусловлены ионизирующим действием рентгеновского излучения ($\lambda < 8$ Å) на нижнюю ионосферу во время солнечных вспышек и происходят практически одновременно с развитием вспышек в линии H_α. Основным материалом служили записи атмосфериков (SEA), полученные в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР, которые дополнялись данными об ионосферных эффектах из [5, 6]. Сведения о вспышках взяты из [7].

В дальнейшем области, в которых за время их прохождения по видимой полусфере Солнца произошла хотя бы одна протонная вспышка, будем называть (как было принято в [4]) протонными, области, в которых за все время их существования не произошло протонных вспышек,— непротонными. Если активная область существовала несколько оборотов, то при каждом обороте она считалась отдельно. Те обороты, во время которых не произошло ни одной протонной вспышки, не рассматривались.

Излагаемая ниже работа выполнена по материалам 1958—1960 гг. В первую очередь были выбраны активные области, в которых, согласно [8, 9], отмечены протонные вспышки. Таких областей оказалось 41, их список приведен в табл. 1 (номера по [7]). Далее из [7] были отобраны все

Таблица 1

Год	Номер области	Год	Номер области	Год	Номер области	Год	Номер области
1958	4372		4686	1959	5204	1960	5645
	4404		4708		5265		5642
	4443		4741		5294		5653
	4444		4765		5323		5654
	4445		4826		5476		5680
	4476		4883		5478		5713
	4578	1959	4969		5494		5794
	4623		5009	1960	5527		5838
	4634		5093		5597		5925
	4651		5148		5615		5959
	4659						

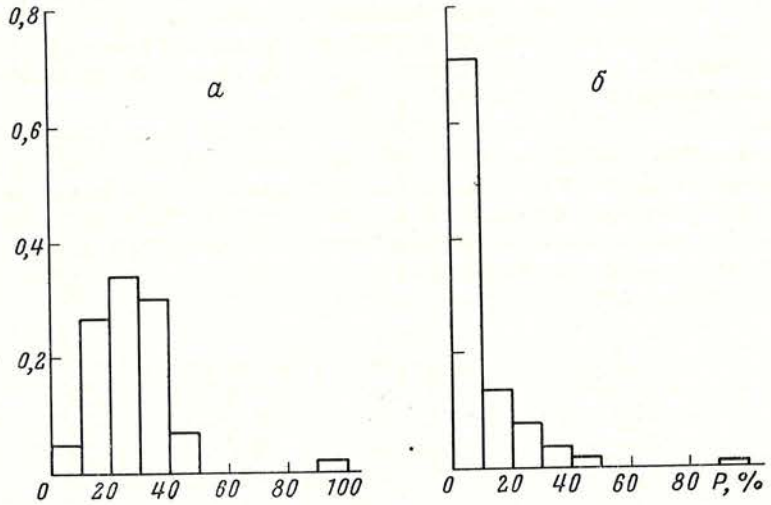
непротонные области за этот период, их оказалось 666. Также из [7] были взяты вспышки, которые произошли в выбранных протонных и непротонных областях. С ними сопоставлялись эффекты внезапных ионосферных возмущений. Считалось, что эффект сопровождался вспышкой, если он начинался не раньше чем за 10 мин. до начала и не позже чем за 10 мин. до конца вспышки. Если одному эффекту соответствовало по времени две или более вспышек, то такие случаи исключались. В табл. 2 приведено общее число областей, вспышек и ионосферных эффектов, рассмотренных в работе. По этим данным легко подсчитать, что со вспышками в протонных областях связано в среднем в семь раз больше ионосферных возмущений, чем в непротонных.

Таблица 2

Области	Число			Среднее число вспышек на одну область	Среднее число эффектов на одну область
	областей	вспышек	эффектов		
Протонные	41	1776	482	43,3	11,7
Непротонные	666	6133	848	9,2	1,3
Всего	707	7909	1330		

Для каждой области подсчитывалось отношение числа вспышек, сопровождавшихся ионосферными эффектами, к общему числу вспышек в области. Это отношение будем в дальнейшем называть вероятностью сопровождения вспышек ионосферными эффектами и обозначим P. Распределение числа областей в зависимости от P представлено на фиг. 1. Сравнение по-

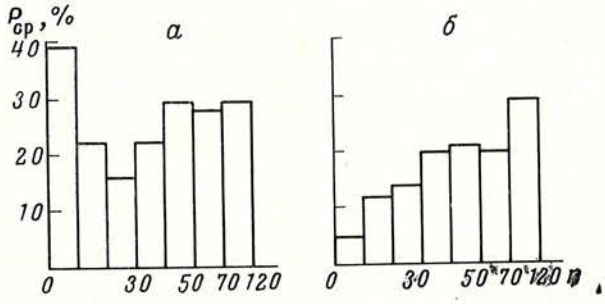
лученных результатов с аналогичным распределением в [4] показало, что в общем характер зависимостей в обеих работах одинаков, т. е. (как и в [4]) распределения для протонных и непротонных областей различны. Отличие от [4] в случае протонных областей заключается в том, что максимум распределения находится в интервале 20—30%, а не 30—40%. Для непротонных областей максимум в нашем распределении выражен гораздо



Фиг. 1. Распределение числа областей (общее число принято за единицу) в зависимости от вероятности сопровождения вспышек ионосферными возмущениями P, выраженной в процентах

а — для протонных; *б* — для непротонных областей

более резко. Это объясняется, по всей вероятности тем, что в [4] были выбраны непротонные области с площадью не менее 500 миллионных долей полусферы, тогда как мы рассматривали все непротонные области.



Фиг. 2. Зависимость средней вероятности сопровождения вспышек ионосферными возмущениями P, выраженной в процентах, от числа вспышек в области n

Обозначения те же, что на фиг. 1.

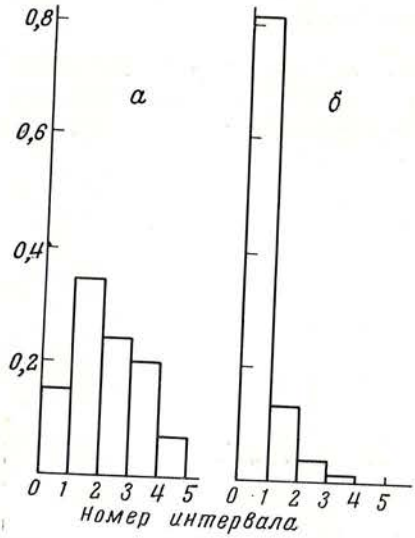
Далее была исследована зависимость вероятности сопровождения вспышек эффектами от числа вспышек в области. Подобное рассмотрение проведено в [10], где рассчитывалась средняя вероятность сопровождения вспышек коротковолновыми федаутами (SWF). Результаты оказались следующими: средняя вероятность сопровождения вспышек SWF возрастает с увеличением числа вспышек в области. Однако авторы [10] не подразделяли области на протонные и непротонные.

Полученные нами результаты представлены на фиг. 2. Как видно из гистограмм, характер распределений различен только для областей, в которых произошло небольшое число вспышек ($n < 30$). С увеличением числа вспышек в области характер изменения $P_{ср}$ практически одинаков для обоих типов областей, но для протонных средняя вероятность сопровождения несколько выше, чем для непротонных областей. Для последних характер изменения средней вероятности сопровождения в общем тот же, что и в [10]. Относительно высокое значение $P_{ср}$ для протонных областей с небольшим числом вспышек достигается в основном за счет протонных вспышек, которые в рассмотренных случаях всегда сопровождались ионосферными эффектами.

Однако области с одинаковым числом вспышек имеют самые различные вероятности сопровождения, причем область, в которой произошло мало вспышек, имеет часто высокое значение P, и наоборот. В последующем рассмотрении активность области характеризовалась двумя параметрами: вероятностью сопровождения (P) и числом вспышек (n). В зависимости от указанных ниже значений P и n области относились к одному из следующих пяти интервалов:

1	$n = 1 \div 10$			или	$P = 0 \div 10\%$		
2	$n = 11 \div 20$	и	$P > 10\%$	или	$P = 11 \div 20\%$	и	$n > 10$
3	$n = 21 \div 30$	и	$P > 20\%$	или	$P = 21 \div 30\%$	и	$n > 20$
4	$n = 31 \div 40$	и	$P > 30\%$	или	$P = 31 \div 40\%$	и	$n > 30$
5	$n > 40$			и	$P > 40\%$		

При таком разделении области с малым P и любым n или малым n и любым P попадали в один интервал, а именно в первый. В каждый последующий интервал входили все более активные области и по числу вспышек, и по вероятности сопровождения их эффектами. Затем подсчитывалось число областей в каждом интервале и строилось распределение по интервалам (фиг. 3). Зависимости для протонных и непротонных областей оказываются существенно различными и сохраняют практически тот же характер, что и на фиг. 1.



Фиг. 3. Распределение числа областей (общее число принято за единицу) в зависимости от вероятности сопровождения P в процентах и числа вспышек в области n

Обозначения те же, что на фиг. 1

Интересно отметить, что ни одна из всех рассмотренных непротонных областей не попала в пятый интервал, т. е. только для протонных областей обнаружено одновременное выполнение двух условий: число вспышек в области больше 40 и средняя вероятность больше 40%.

Наряду с протонными областями заслуживают особого внимания те непротонные области, в которых произошло много вспышек. В [11] построено распределение числа протонных областей по кэррингтоновской долготе. В зоне долгот 140—0—300° находится 74% рассмотренных протонных областей, а оставшаяся часть — в зоне 300—140°. Интересно рассмотреть, куда в этом распределении попадают непротонные области с числом вспышек более 30. Полученные результаты представлены в табл. 3.

Легко заметить, что, пока вероятность сопровождения меняется от 0 до 30%, области распределены по долготе практически равномерно. Но при $P > 30\%$ из шести областей только одна попала в зону 300—140°.

Таблица 3

P	0—10%	11—20%	21—30%	31—40%
140—0—300°	4	6	9	5
300—140°	3	7	7	1
Всего	7	13	16	6

Подводя итог, можно сделать следующие выводы. Протонные и непротонные области различаются активностью вспышек по отношению к внезапным ионосферным возмущениям, которые обусловлены рентгеновским излучением вспышек. Ионосферные возмущения, связанные со вспышками, происходят в протонных областях в среднем в семь раз чаще, чем в непротонных.

В заключение выражаю благодарность Б. М. Владимирскому за предоставление некоторых материалов.

25 апреля 1966 г.

Литература

1. Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **30**, 267.
2. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **29**, 15.
3. C. Caroubalos. Ann. Astrophys., 1964, **27**, 5.
4. Г. Ф. Елисеев, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 3.
5. Geophysikalische Meßreihen des Observatoriums für Ionospherenforschung Kuhlungborn, 1959, 1960.
6 Compilations of Solar Geophysical Data, CRPL-F, Pt B, 1958—1960.
7. IGY Solar Activity Report Series, 1960, N 12; 1961, N 15; 1962, N 18; High Altitude Observ. Boulder, Colorado.
8. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **28**, 305.
9. А. С. Дворяшин. Дисс. М., 1966.
10. S. Hamana, M. Fukatsu, S. Nagasawa. Report of Ionosph. and Space Res. in Japan, 1964, **18**, 92.
11. Л. С. Левицкий. Наст. том, стр. 137.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

ИЗМЕНЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ЧИСЛА ПРОТОННЫХ ВСПЫШЕК РАЗНЫХ БАЛЛОВ С ХОДОМ ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Л. С. Левицкий

Рассматривается изменение относительного числа протонных вспышек разных баллов из года в год за период с июля 1957 по декабрь 1963 г. Показано, что доля протонных вспышек балла 3 и 3^+ среди всех вспышек этих баллов остается в среднем одинаковой на протяжении всего цикла солнечной активности, в то время как доля протонных вспышек балла 2 и 1 возрастает к минимуму солнечной активности.

Аналогичную закономерность показывают отношения протонных вспышек, сопровождавшихся всплесками IV типа, ко всем всплескам IV типа.

VARIATIONS OF THE RELATIVE NUMBER OF PROTON FLARES OF DIFFERENT IMPORTANCE DURING A SOLAR ACTIVITY CYCLE, by *L. S. Levitsky*.— The variations of the relative number of proton flares of different importance for each year during the period July 1957 — December 1963 are discussed. It is shown that the fraction of proton flares of importance 3 and 3^+ relative to all the flares of such importance does not vary on the average during the whole cycle of solar activity, while the per cent of proton flares of importance 1 and 2 increases toward the minimum of solar activity.

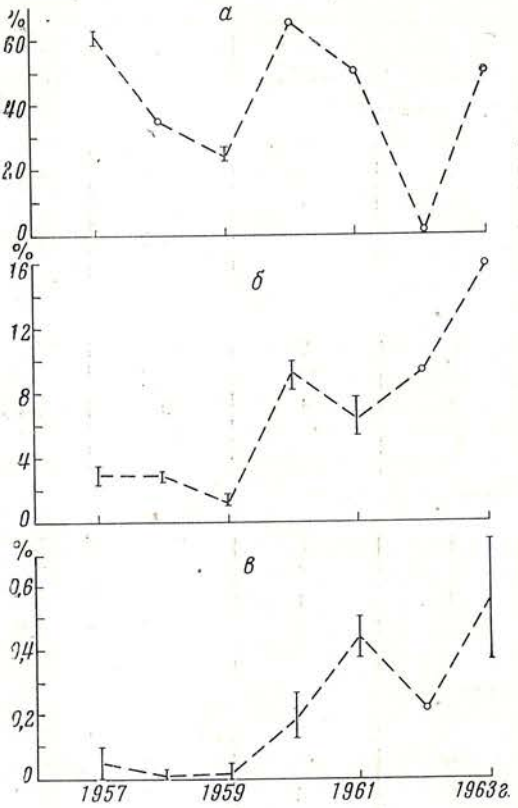
A similar behavies have the ratios of proton flares, accompanied by type IV bursts, to all the type IV bursts.

Обращает на себя внимание тот факт, что даже в годы низкой солнечной активности (1961—1963 гг.), когда число вспышек, в особенности большого балла, резко уменьшилось, число протонных вспышек оставалось значительным. Если в годы максимума солнечной активности протонными являются, как правило, вспышки большого балла, то в годы, близкие к минимуму, балл протонных вспышек в среднем понижается.

В работе подробно рассматривается, как изменяется отношение протонных вспышек каждого балла к числу всех вспышек того же балла от одного года к другому за период с июля 1957 по декабрь 1963 г. Для этой цели за каждый год из [1, 2] выбирались все вспышки (за исключением балла 1^-) и разделялись в соответствии с баллами на три группы. В первую группу вошли вспышки балла 3 и 3^+, во вторую — вспышки балла 2 и 2^+ и в третью — вспышки балла 1 и 1^+.

Сведения о протонных вспышках были взяты из наших ранее опубликованных работ [3—8], но заново пересмотрены (см. [9]) и, в свою очередь, разделены на два класса. В I класс вошли те вспышки, после которых наблюдалось отчетливое возрастание $f_{мин}$, зарегистрированное на многих высокоширотных ионосферных станциях, и связь с выбранной вспышкой была уверенной. Во II класс попали те вспышки, после которых наблюдалось очень слабое возрастание $f_{мин}$ или связь с выбранной вспышкой была неуверенной. Всего рассмотрено 111 протонных вспышек, причем из них 89 попало в I класс.

Балл вспышек	Все вспышки	Число протонных вспышек			Протонные вспышки, %	
		I класс	II класс	все	I класс	все
			1957 г. (с июля)			
3 и 3^+	19	11	1	12	58	63
2 и 2^+	167	4	2	6	2,4	3,6
1 и 1^+	1890	0	2	2	0	0,1
Всего . .	2076	15	5	20	0,7	1
			1958 г.			
3 и 3^+	20	7	0	7	35	35
2 и 2^+	300	8	3	11	2,7	3,2
1 и 1^+	3045	0	1	1	0	0,03
Всего . .	3365	15	4	19	0,45	0,6
			1959 г.			
3 и 3^+	30	7	1	8	23	27
2 и 2^+	239	3	1	4	13	17
1 и 1^+	2208	0	1	1	1,2	1,7
Всего	2417	10	3	13	0,4	0,8
			1960 г.			
3 и 3^+	20	13	0	13	65	65
2 и 2^+	118	10	2	12	8,5	10
1 и 1^+	1490	2	2	4	0,1	0,3
Всего . .	1628	25	4	29	1,5	1,8
			1961 г.			
3 и 3^+	10	5	0	5	50	50
2 и 2^+	38	2	1	3	5,3	7,9
1 и 1^+	787	3	1	4	0,4	0,5
Всего . .	835	10	2	12	1,2	1,6
			1962 г.			
3 и 3^+	2	0	0	0	0	0
2 и 2^+	32	3	0	3	9,4	9,4
1 и 1^+	451	1	0	1	0,2	0,2
Всего . .	485	4	0	4	0,8	0,8
			1963 г.			
3 и 3^+	2	1	0	1	50	50
2 и 2^+	38	6	0	6	16	16
1 и 1^+	266	1	1	2	0,4	0,75
Всего . .	306	8	1	9	2,6	2,9



Фиг. 1. Изменение доли протонных вспышек с ходом цикла солнечной активности

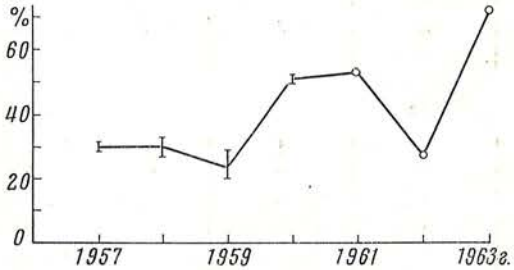
а — балла 3 и 3+ относительно всех вспышек балла 3 и 3+; *б* — балла 2 и 2+ относительно всех вспышек балла 2 и 2+; *в* — балла 1 и 1+ относительно всех вспышек балла 1 и 1+.

Вертикальные линии на графиках указывают пределы изменения процента протонных вспышек из-за включения протонных вспышек II класса

Данные о числе протонных вспышек и всех вспышек в каждой группе за отдельные годы приведены в таблице. Там же указаны вычисленные отношения в процентах протонных вспышек каждой группы, ко всем вспышкам этой же группы за отдельные годы.

На фиг. 1 показано изменение относительного числа (в процентах) протонных вспышек разных баллов с 1957 по 1963 г. Из графиков видно, что доля протонных вспышек балла 3 и 3^+ от общего числа вспышек этого балла показывает флуктуации от года к году, но в среднем в течение всего цикла солнечной активности колеблется около некоторой постоянной величины, равной примерно 45%. Но для вспышек балла 2 и 1 процент протонных вспышек сильно возрастает в годы, близкие к минимуму активности (для вспышек балла 2 — приблизительно в 5 раз, для вспышек балла 1 — примерно в 10 раз). Подобная закономерность наблюдается для отношения протонных вспышек, сопровождавшихся всплесками IV типа, ко всем вспышкам со всплесками IV типа, вычисленного для каждого года в отдельности (фиг. 2).

Проще всего обнаруженную закономерность можно понять, если предположить, что это явление связано с распространением частиц. Как показано в [10], с уменьшением уровня солнечной активности коэффициент диффузии космических лучей от Солнца существенно возрастает, что, по-видимому, обусловлено уменьшением неоднородностей в солнечном ветре.



Фиг. 2. Изменение отношения протонных вспышек, сопровождавшихся всплесками IV типа, ко всем всплескам IV типа с ходом цикла солнечной активности

Отсюда следует, что в годы высокой солнечной активности, когда коэффициент диффузии мал, интенсивность солнечных космических лучей, достигающих Земли, от вспышек балла 1 и 2 может быть мала, что во многих случаях не дает возможности обнаружить их обычными методами.

В связи с полученными результатами можно отметить, что интенсивность мягкой компоненты галактических космических лучей также возрастает (примерно в два раза) в годы минимума солнечной активности [11].

Май 1966 г.

Литература

1. IGY Solar Activity Report Series, 1960, 12; 1961, 15; 1963, 21; 1964, 25.
2. Quart. Bull. Solar Activity, 1963, N 141—144.
3. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, **26**, 90.
4. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Астрон. ж., 1961, **39**, 3, 419.
5. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **28**, 293.
6. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **30**, 221,
7. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 16.
8. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **35**, 253.
9. Л. С. Левицкий. Наст. том, стр. 137.
10. А. Н. Чарахчьян, А. Н. Квашнин, Т. Н. Чарахчьян. Геомагнетизм и аэрономия, **6**, № 1, 126, 1966.
11. Л. И. Дорман. Вариации космических лучей и исследование космоса. Изд-во АН СССР, 1963.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

ВЛИЯНИЕ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ НА ПРИЕМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА В ДИАПАЗОНЕ 10 *см*

Ю. Ф. Юровский

На основе изучения записей плотности потока радиоизлучения Солнца найдено, что: а) поглощение в кислороде и водяном паре атмосферы, измеренное методом «просвечивания», согласуется с результатами, полученными ранее другими методами; б) наблюдаются флуктуации плотности потока, зависящие от высоты источника над горизонтом; в) вариации наблюдаемого потока при средней облачности не превышают 0,5%; г) во время сильного дождя флуктуации плотности потока достигают 2%.

Из этого сделано заключение, что мешающее действие атмосферы Земли и гидрометеоров на регистрацию микровсплесков солнечного радиоизлучения незначительно, если высота Солнца над горизонтом больше 15° и облачность не дождевая.

THE INFLUENCE OF THE TERRESTRIAL ATMOSPHERE ON THE RECEPTION OF SOLAR RADIO EMISSION AT 10 CM, by *Y. F. Yurovsky*.— On the basis of a study of recordings of the flux density of solar radio emission it is found that: a) atmospheric oxygen and water vapour absorption measured by the transparence method is in agreement with the results obtained previously by other methods, b) appreciable fluctuations are observed in the flux density, depending on the altitude of the source above the horizon, c) the variations in the observed flux at average cloudiness do not exceed 0.5%, d) during strong rainfall the fluctuations in the flux density attain 2%.

It is concluded that the terrestrial atmosphere and hydrometeors only slightly effect the registration of microbursts of solar radio emission if the height of the sun above the horizon exceeds 15° and the clouds are not rain clouds.

В исследованиях, посвященных изучению связи сантиметрового радиоизлучения Солнца со вспышками и другими явлениями (например, [1]), имеются сведения только о всплесках, амплитуда которых, как правило, не меньше 4—10% потока спокойного Солнца. Систематическое изучение более слабых всплесков (1—2%) показывает, что их корреляция с оптическими вспышками достигает 80%. Кроме того, замечено, что в 80% случаев всплеск типа «постепенное нарастание и спад интенсивности» предшествует появлению оптической вспышки [2]. Дальнейшее исследование микровсплесков может дать ценный материал для изучения физических условий в атмосфере Солнца.

Наблюдение микровсплесков с точностью $5 \cdot 10^{-3}$ от величины потока спокойного Солнца требует учета всех факторов, влияющих на величину потока и не связанных с природой источника. Вопросы, касающиеся измерительной аппаратуры для этих целей, рассмотрены в [3].

Радиоволны от космического источника на своем пути до наземной антенны проходят через всю толщу земной атмосферы. Если для сантиметровых волн ионосфера является практически прозрачной [4], то тропосфера с ее различными метеорологическими условиями может существенно влиять на принимаемый сигнал.

Действие атмосферы Земли на распространение сантиметровых радиоволн сводится в основном к трем факторам.

1. Рефракция, рефракционное ослабление и в некоторых случаях суперрефракция, приводящая к «волноводному» распространению радиоволн.

2. Ослабление проходящей волны за счет молекулярного поглощения в водяных парах и кислороде атмосферы.

3. Рассеяние и поглощение, вызываемое неоднородностями из-за флуктуаций температуры и турбулентных движений воздуха, а также гидрометеорами, т. е. облаками, дождем, снегом и др.

В результате интенсивность космического излучения в точке приема на земной поверхности ослабевает и может иметь значительные флуктуации, не связанные с природой источника.

Рефракционное ослабление вызвано уменьшением видимых угловых размеров источника по мере его приближения к горизонту. Для точечного источника также происходит рефракционное ослабление. Подробно эти вопросы рассмотрены в [5] в предположении стабильности параметров атмосферы.

Суперрефракция, или увеличение напряженности поля, по сравнению с тем значением, которое должно наблюдаться по расчетам дифракции, учитывающим нормальную рефракцию, при небольших углах над горизонтом может давать дополнительные флуктуации плотности потока из-за нестабильности коэффициента преломления разных слоев атмосферы [4].

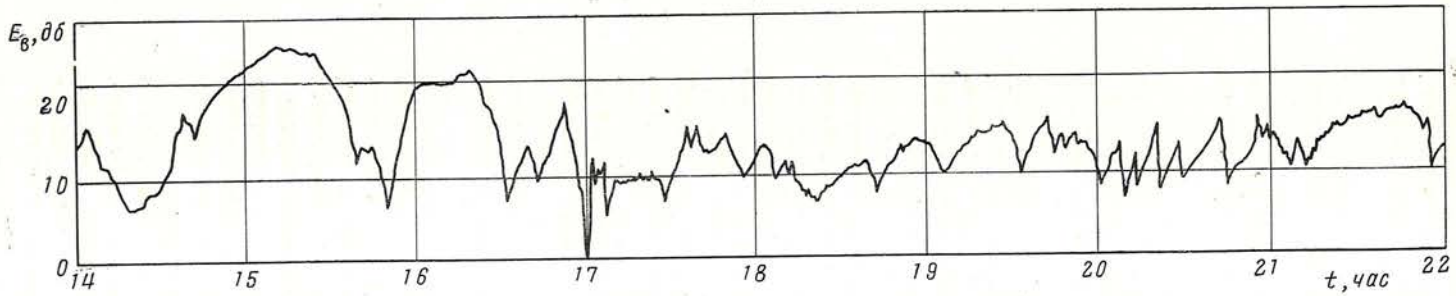
Наиболее полно изучено поглощение радиоволн сантиметрового диапазона в водяных парах и кислороде атмосферы [4, 6, 7]. Экспериментальная проверка теоретически рассчитанного поглощения возможна двумя способами: по ослаблению заданного внешнего излучения при прохождении среды и по собственному тепловому излучению среды [8]. Было найдено, что тепловое излучение атмосферы удовлетворительно согласуется с результатами теоретического расчета для разных длин волн [8—11].

Учет ослабления внеземного радиоизлучения в гидрометеорах земной атмосферы недостаточно надежен из-за неопределенности эффективного пути, пролегающего в соответствующем водном образовании, и трудности оценки параметров этого образования. Ослабление и его изменчивость при неблагоприятных условиях в тропосфере могут достигать значительной величины [4] (фиг. 1).

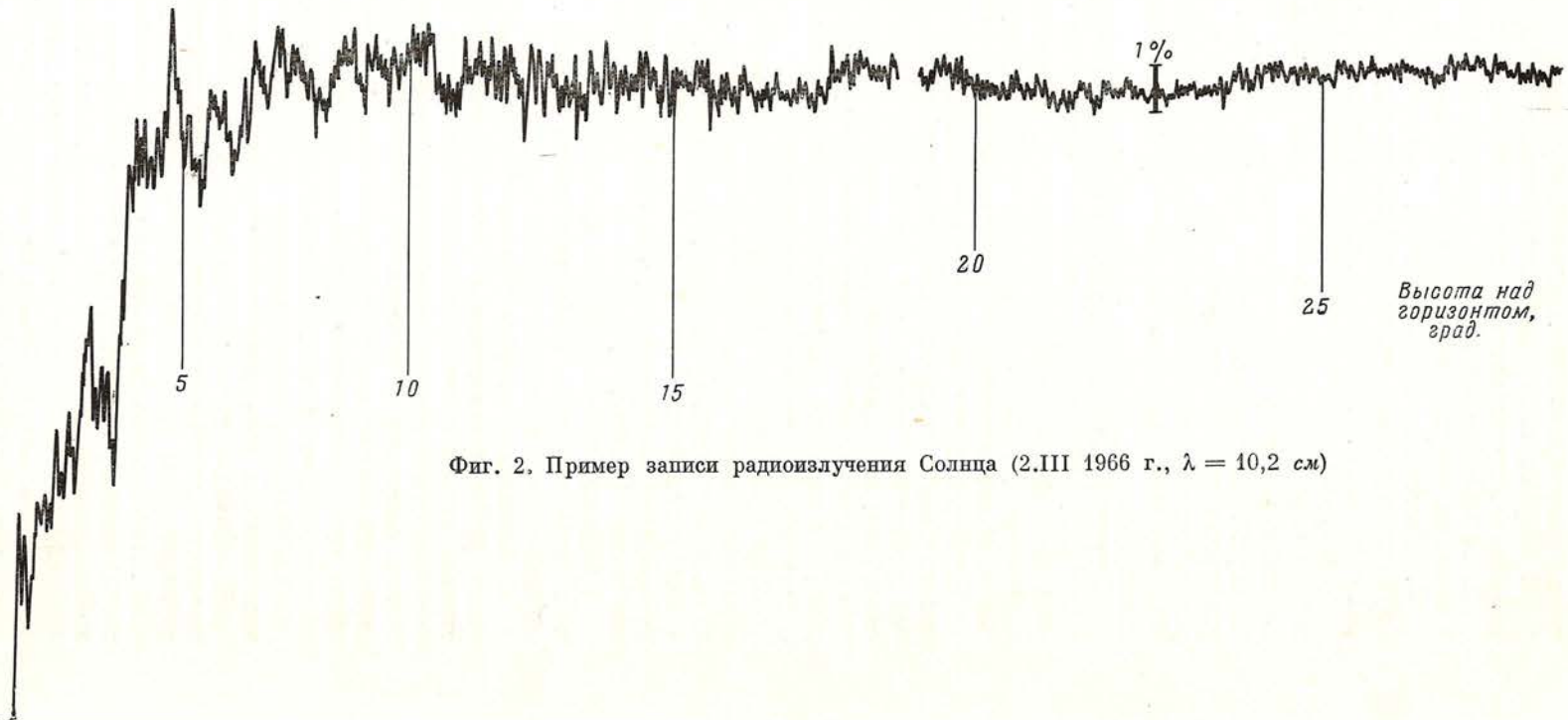
В связи с изложенным становится ясно, что при исследовании внеземного радиоизлучения необходимо найти условия, при которых влиянием земной атмосферы можно пренебречь.

В Крымской астрофизической обсерватории проводятся ежедневные наблюдения радиоизлучения Солнца на волне 10,2 *см* при точности регистрации относительных изменений плотности потока в 0,5% [3]. Указанная точность позволяет непосредственно измерять поглощение радиоволн при прохождении через всю земную атмосферу. Солнце является переменным источником излучения, однако многочисленные наблюдения показывают, что при отсутствии активных областей изменение плотности потока на волне 10,2 *см* в течение дня незначительно. Усредняя результаты многих наблюдений, можно существенно уменьшить ошибки, вносимые непостоянством интенсивности источника и другими причинами.

Наблюдения проводятся с помощью радиотелескопа, расположенного на высоте около 15 *м* на берегу моря. Солнце всходит из-за морской линии горизонта, так что наблюдения возможны при зенитных углах, близких к 90°. Антенна смонтирована на параллактической установке и сопровождает Солнце по часовому углу с помощью часового механизма с кварцевой стабилизацией. Ширина диаграммы направленности по уровню половинной мощности составляет 1°50′ по часовому углу и 3° по склонению. Для выяснения влияния облаков на величину потока на антенне установлена оптическая система с фотодиодом ФДК-1. Ток фотодиода записывается



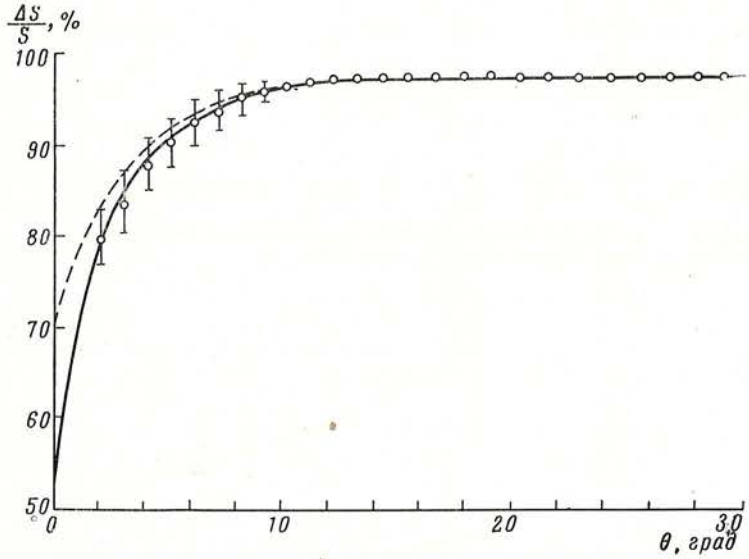
Фиг. 1. Изменение напряженности поля E на волне $\lambda = 9{,}2$ *см* в зоне прямой видимости ($r = 61$ *км*) в период устойчивого густого тумана



Фиг. 2. Пример записи радиоизлучения Солнца (2.III 1966 г., $\lambda = 10{,}2$ *см*)

самописцем типа М323. Таким образом, имеется возможность определения корреляции между флуктуациями потока радиоизлучения и яркостью области неба вблизи Солнца.

Методика наблюдений состояла в следующем. Аппаратура автоматически включалась на прогрев за 2—3 часа до начала наблюдений. Антенна направлялась в точку восхода. В вычисленный момент включалось сопровождение по часовому углу. В ясную погоду точность наведения антенны контролировалась оптическим искателем. Рефракция принималась равной 1,2 оптической [12], и в расчеты вводилась соответствующая поправка.



Фиг. 3. Поглощение радиоволн в водяном паре и кислороде атмосферы

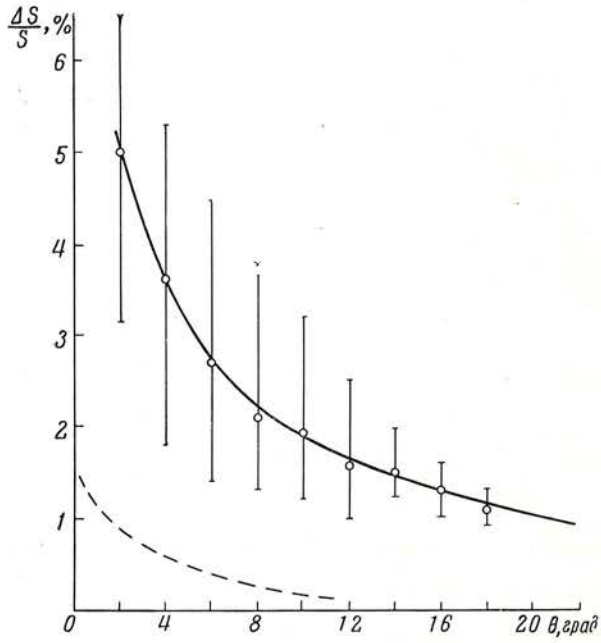
Начальная ошибка наведения антенны на Солнце существенной роли не играла, так как она оставалась постоянной в течение всего времени измерений. В процессе наблюдений вносилась только рефракционная поправка.

Серия наблюдений по описанной методике была проведена в январе — марте 1966 г. Полученный материал позволяет определить поглощение радиоволн космического источника в атмосфере Земли, оценить влияние гидрометеоров и турбулентности тропосферы на флуктуации потока. На фиг. 2 показан пример записи 2.III 1966 г., на которой отчетливо видно поглощение при малых углах и значительные флуктуации, уменьшающиеся по мере увеличения высоты Солнца.

Поглощение в водяном паре и кислороде, рассчитанное теоретически [4, 12, 13] для коэффициента поглощения $\gamma = 6{,}6 \cdot 10^{-3}$ *дб/км*, изображено на фиг. 3 штриховой линией. В работах других авторов путем измерения собственного теплового излучения атмосферы найдено, что коэффициент поглощения несколько больше: $\gamma = 7{,}2 \cdot 10^{-3}$ *дб/км* [8]. Кроме того, при исследовании поглощения радиоволн от космического источника необходимо учитывать и рефракционное ослабление [5]. На фиг. 3 сплошная линия изображает зависимость плотности потока S от высоты источника над горизонтом с учетом рефракционного ослабления для $\gamma = 7{,}2 \cdot 10^{-3}$ *дб/км*. На том же графике кружками показаны усредненные результаты измерений поглощения радиоизлучения Солнца по описанной выше методике. Вертикальный штрих соответствует разбросу отдельных измерений. Следует отметить удовлетворительное совпадение результатов, полученных

как методом «просвечивания» атмосферы Земли, так и методом измерения ее собственного излучения.

Несколько сложнее объяснить большие флуктуации потока, наблюдающиеся при малых углах источника над горизонтом. Измерение флуктуаций собственных шумов атмосферы в облачный день дает величину 0°,03 sec θ [10]. Даже для угла 35′ собственные шумы атмосферы не превосходят 3° К, то время как наблюдаемые флуктуации соответствуют температуре шумов более 60° К.

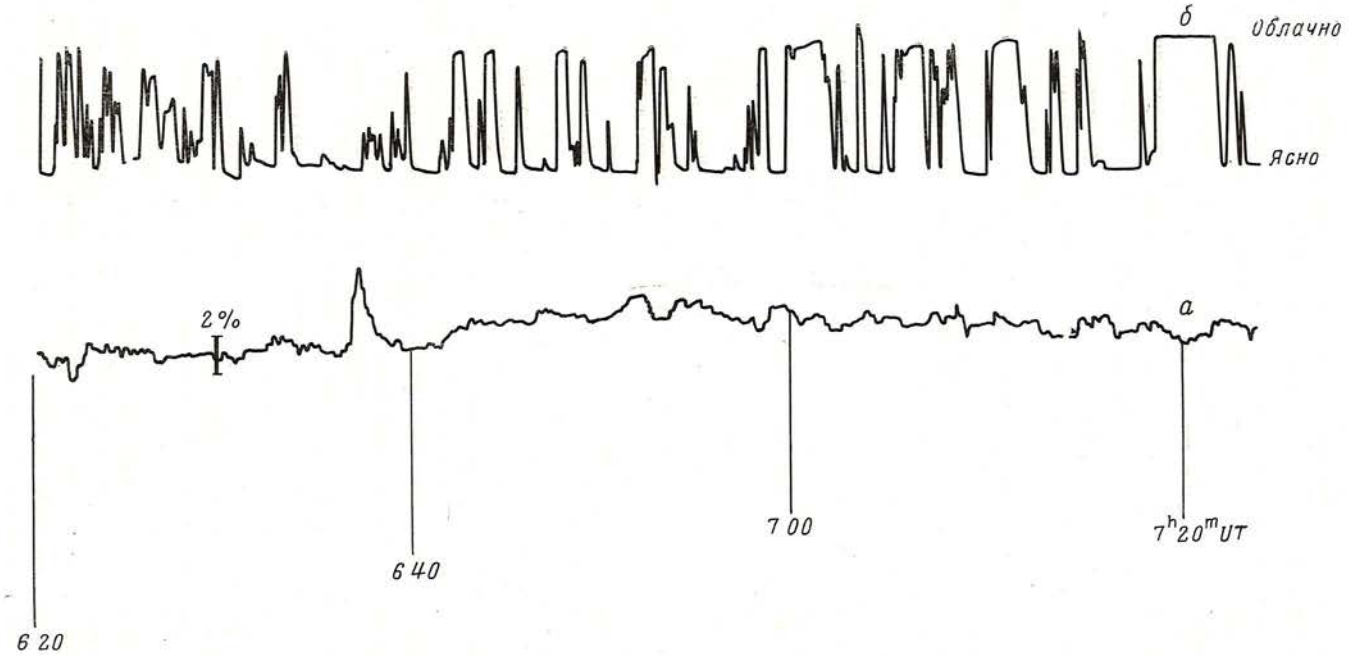


Фиг. 4. Флуктуации плотности потока радиоизлучения Солнца

Если предположить, что флуктуации собственных шумов вызваны отклонениями коэффициента поглощения $\Delta\gamma$ от среднего значения γ, то, используя известные значения радиояркости и коэффициента поглощения [8, 14, 15], можно найти ожидаемые флуктуации потока:

$$\frac{\Delta S}{S} = 10^{-0,1\,\Delta\gamma} - 1 .$$

Величина рассчитанных таким образом флуктуаций в зависимости от θ показана на фиг. 4 штриховой линией. На том же графике сплошной линией обозначены измеренные флуктуации плотности потока, усредненные по нескольким наблюдениям в различных метеорологических условиях. Между рассчитанными и измеренными значениями существует большое различие. Очевидно, существуют еще какие-то причины, влияющие на стабильность принимаемого излучения. Возможно, это нерегулярные изменения рефракции, возникающие из-за турбулентного движения воздуха в тропосфере и вызывающие искажения фазового фронта волны [4]. С увеличением высоты Солнца над горизонтом уменьшается длина пути волны в атмосфере, амплитуда флуктуаций быстро уменьшается и приближается к реальной чувствительности используемой аппаратуры. Возможно, что максимально достижимая точность измерения плотности потока космического источника ограничивается флуктуациями, возникающими в атмосфере Земли. Для решения этого вопроса нужны специальные



Фиг. 5. Одновременная запись величины плотности потока (*а*) и прохождения кучевых облаков через диаграмму направленности (*б*) (18.III 1966 г., $\lambda = 10{,}2$ *см*)

исследования зависимости амплитуды флуктуаций от апертуры антенны, длины волны, времени суток и др.

Поглощение радиоволн конденсированной водой исследовалось путем одновременного наблюдения плотности потока и оптической яркости неба в направлении Солнца. Теоретический расчет поглощения затруднен неопределенностью параметров облака в каждом отдельном случае. Содержание влаги в облаках меняется в пределах 0,15—0,5 *г/см*³ [4], толщина облаков — 1—10 *км* [10]. Если принять средние величины этих параметров, то ожидаемое поглощение составит 3,3% всего потока. Однако многочисленные наблюдения радиоизлучения Солнца с одновременной регистрацией прохождения облаков через диаграмму направленности показывают, что поглощение в большинстве случаев меньше рассчитанной величины и лежит за пределами чувствительности применявшейся аппаратуры. Очевидно, параметры облачности флуктуируют в небольших пределах около среднего значения, так что поглощение изменяется не больше чем на 0,5%. На фиг. 5 показан пример одновременной записи радиоизлучения (*а*) и кучевой облачности, проходящей через диаграмму направленности (*б*). В пределах точности записи корреляции между освещенностью и плотностью потока не наблюдается. На записи радиоизлучения виден импульсный всплеск с амплитудой около 4% и послевсплесковый подъем уровня до 2% длительностью около 40 мин.

Пример записи радиоизлучения с появлением сплошной облачности, перешедшей затем в обложной дождь, показан на фиг. 6. В этом случае также не заметно резкой разницы в поглощении, которую можно было бы принять за микровсплеск солнечного происхождения. Только в очень редких случаях наблюдались заметные флуктуации потока, которые можно было отнести к влиянию облачности. На фиг. 7 представлена одна из таких записей. Колебания плотности потока достигали 2% во время начала сильного дождя. При обложном дожде таких колебаний не замечалось. Характер флуктуаций несколько отличается от обычно наблюдаемых микровсплесков нерегулярностью и быстрыми изменениями интенсивности в сторону уменьшения. Это приводит к снижению точности наблюдений плотности потока.

Таким образом, исследование влияния атмосферы и гидрометеоров на прецизионные измерения плотности потока радиоизлучения Солнца на волне 10,2 *см* показывает, что:

а) поглощение в кислороде и водяном паре атмосферы, измеренное методом «просвечивания», хорошо согласуется с результатами [5, 8], полученными ранее другими методами;

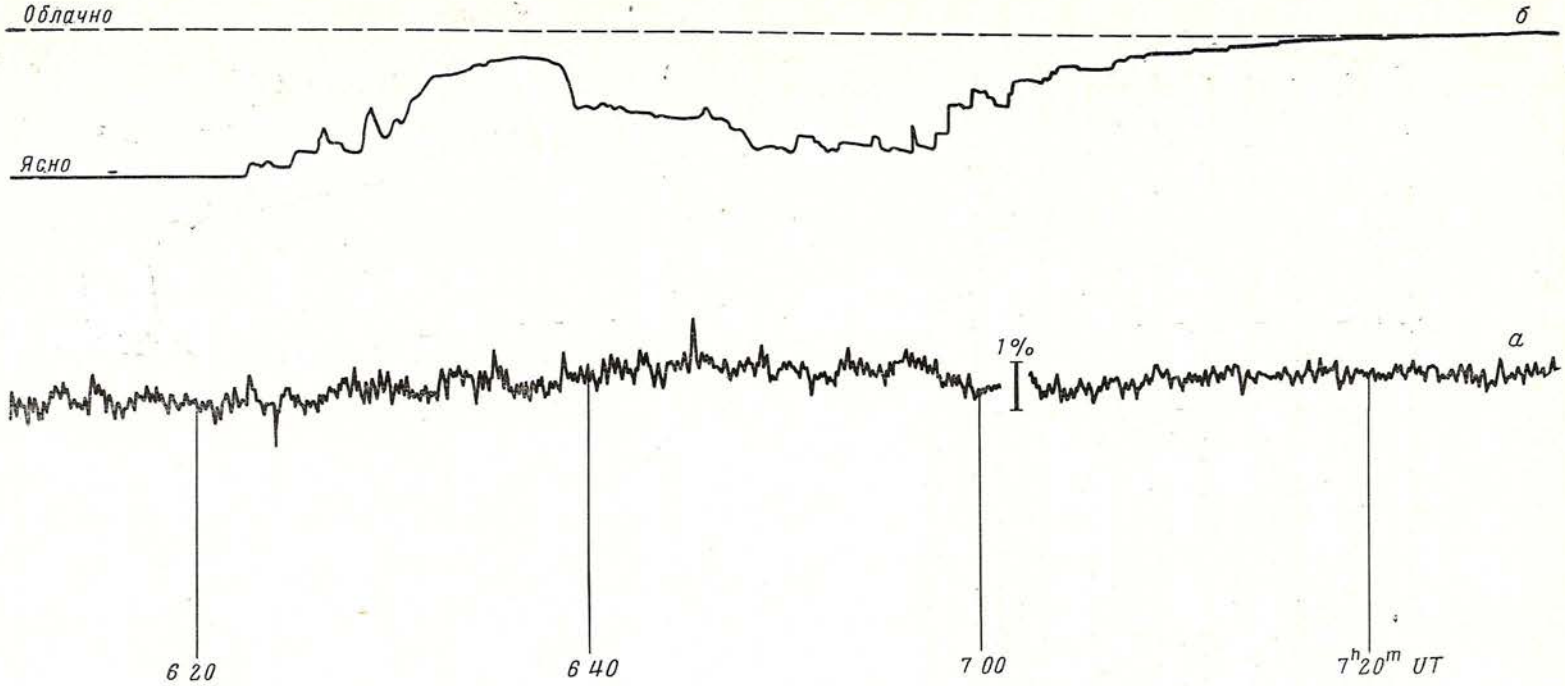
б) наблюдаются значительные флуктуации плотности потока, зависящие от высоты источника над горизонтом. Причиной их возникновения является, вероятно, непостоянство рефракции из-за турбулентности атмосферы;

в) влияние средней облачности на наблюдения микровсплесков незначительно и не превышает 0,5% потока;

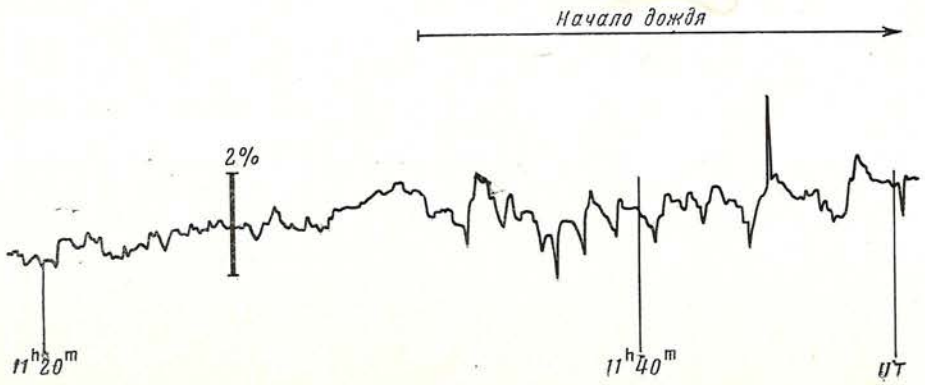
г) во время сильного дождя флуктуации плотности потока достигают 2%.

Отсюда следует, что мешающее действие атмосферы на наблюдения микровсплесков солнечного радиоизлучения становится незначительным, если высота Солнца над горизонтом превышает 15°. Однако дальнейшему повышению точности наблюдений может препятствовать непостоянство рефракции, эквивалентное увеличению температуры приемника и увеличивающее шумовую дорожку при приеме радиоизлучения.

Регистрация микровсплесков в тяжелых метеорологических условиях затруднена нерегулярностью поглощения в облаках. При сильном дожде можно уверенно классифицировать только всплески с амплитудой более 4—5%.



Фиг. 6. Одновременная запись величины плотности потока (*а*) и дождевой облачности (*б*) (15.III 1966 г., $\lambda = 10{,}2$ *см*)



Фиг. 7. Флуктуации плотности потока радиоизлучения Солнца во время дождя (25.III 1966 г., $\lambda = 10{,}2$ *см*)

За помощь в работе по получению экспериментального материала и его обработке приношу благодарность В. Н. Мудрому и В. В. Гаврилову.

23 апреля 1966 г.

Литература

1. O. Hachenberg, A. Kruger. J. Atm. Terr. Phys., 1959, **17**, 20.
2. Ю. Ф. Юровский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **36**, 103.
3. Ю. Ф. Юровский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 60.
4. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг. Распространение радиоволн. М., ГИТТЛ, 1953.
5. В. С. Троицкий. Изв. вузов. Радиофизика, 1959, **2**, № 5, 683.
6. J. H. Van Vlek. Phys. Rev., 1947, **71**, 413.
7. С. А. Жевакин, В. С. Троицкий. Радиотехника и электроника, 1959, **4**, № 1, 21.
8. С. А. Жевакин, В. С. Троицкий, Н. М. Цейтлин. Изв. вузов. Радиофизика, 1958, **1**, № 2, 19.
9. Л. Н. Бондарь, В. Д. Кротиков, К. С. Станкевич, Н. М. Цейтлин. Радиотехника и электроника, 1965, **10**, 4, 755.
10. T. Orhaug. Publ. National Radio Astronomy Obs. Green Bank, 1962, **1**, N 14.
11. А. Е. Саломонович, О. М. Атаев. Изв. вузов. Радиофизика, 1959, **2**, № 5, 683.
12. А. Е. Саломонович, А. Д. Кузьмин. Радиоастрономические методы исследования параметров антенн. Изд-во «Сов. радио», 1963.
13. L. V. Blake. IRE Trans., 1962, AP-10, N 1, 101.
14. Д. С. Хогт, Р. А. Семплак. Зарубежная радиоэлектроника, 1962, № 2, 63.
15. С. Ландсман. Зарубежная радиоэлектроника, 1965, № 12.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

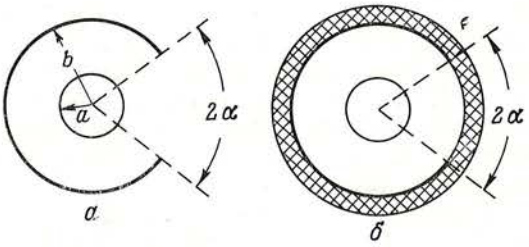
ПОВЫШЕНИЕ НАДЕЖНОСТИ ШИРОКОПОЛОСНОГО СИММЕТРИРУЮЩЕГО ТРАНСФОРМАТОРА

А. Ф. Бачурин

Описан широкополосный симметрирующий трансформатор, помещенный в полый диэлектрический цилиндр для защиты от атмосферных осадков. Характеристики трансформатора могут изменяться незначительно в диапазоне частот с коэффициентом перекрытия не менее 6 : 1.

AN INCREASE OF THE RELIABILITY OF A BROADBAND BALANCING TRANSFORMER, by *A. F. Bachurin*.— A broadband balancing transformer placed in a hollow dielectric cylinder for protection from atmospheric precipitation is described. The characteristics of the transformer can vary only slightly within the frequency range with an overlapping coefficient of more than 6 : 1.

Одной из важных характеристик радиоспектрографа, используемого для исследования динамики всплесков радиоизлучения Солнца, является ширина перекрываемого им диапазона частот. При использовании параболической антенны в широком диапазоне волн необходим широкополосный облучатель, ширина диаграммы и входное сопротивление которого изменяются незначительно в заданном диапазоне. В ряде случаев для питания такого облучателя с помощью коаксиального кабеля необходим широкополосный симметрирующий трансформатор, обеспечивающий электрическую симметрию облучателя относительно питающего кабеля.



Фиг. 1. Поперечное сечение коаксиальной линии со щелью во внешнем проводнике

а — случай, рассмотренный в [1]; *б* — коаксиал со щелью, помещенный в диэлектрический цилиндр

В [1] описан весьма широкополосный симметрирующий трансформатор (СТ), представляющий собой чебышевский переход от коаксиальной линии к двухпроводной. Расчет СТ выполнен в [1] на основе вычисления волнового сопротивления однородной коаксиальной линии с бесконечно тонким внешним проводником, в котором вырезана щель шириной 2α *рад*, так что в поперечном сечении линия имеет вид, показанный на фиг. 1, *а*. Среда, окружающая проводники линии, предполагается однородной и изотропной. При этих предположениях решение электродинамической задачи вариационным методом дает верхний и нижний пределы значения волнового сопротивления (Z_0) коаксиальной линии со щелью во внешнем

проводнике. Верхний предел этого волнового сопротивления дается выражением [1]

$$Z_o\,[ом] = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\ln\left(\frac{b}{a}\right) + \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}}{\pi(\pi-\alpha)^2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin^2(n\alpha)\left[1+\frac{c_1 n^2}{n^2-k^2}\right]^2}{n^3\left[1+\operatorname{cth}\left(n\ln\frac{b}{a}\right)\right]}, \qquad (1)$$

где

$$-c_1 = \frac{\sum\limits_{n=1}^{\infty}\frac{\sin^2(n\alpha)}{n(n^2-k^2)\left[1+\operatorname{cth}\left(n\ln\frac{b}{a}\right)\right]}}{\sum\limits_{n=1}^{\infty}\frac{n\sin^2(n\alpha)}{(n^2-k^2)^2\left[1+\operatorname{cth}\left(n\ln\frac{b}{a}\right)\right]}}, \qquad k=\frac{\pi}{\pi-\alpha}.$$

Выражение для нижнего предельного значения волнового сопротивления имеет вид

$$Z_o\,[ом] = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\ln\left(\frac{b}{a}\right)}{2\pi\left[1-\frac{4}{5}\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)c_1\right]}, \qquad (2)$$

где

$$\frac{1}{c_1} = \frac{4}{5}\left(\frac{\alpha}{\pi}\right) + \frac{40}{\pi}\ln\left(\frac{b}{a}\right)\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\left[1+\operatorname{cth}\left(n\ln\frac{b}{a}\right)\right]}{(n\alpha)}\left[\frac{A_n\cos(n\alpha)-B_n\sin(n\alpha)}{(n\alpha)^4}\right]^2,$$

$$A_n = (n\alpha)^3 - 6(n\alpha),$$

$$B_n = 3(n\alpha)^2 - 6.$$

В (1) и (2) μ, ε — соответственно магнитная и диэлектрическая проницаемости среды, выраженные в единицах системы СИ; значения α, b и a ясны из фиг. 1, *а*. Волновое сопротивление линии, используемое для расчета СТ, находится как среднее арифметическое значение из верхнего и нижнего предельных значений. Результаты численного вычисления (1) и (2), проведенного для случая вакуума ($\sqrt{\mu/\varepsilon} = 120\pi$) и при трех значениях параметра $\ln(b/a)$, представлены в [1] в виде графиков, дающих зависимость Z_0 от угла 2α. На основании этих графиков выбираются такие значения угла 2α, чтобы волновое сопротивление перехода изменялось вдоль его длины, по закону, необходимому для построения чебышевского перехода (см. например, [2]).

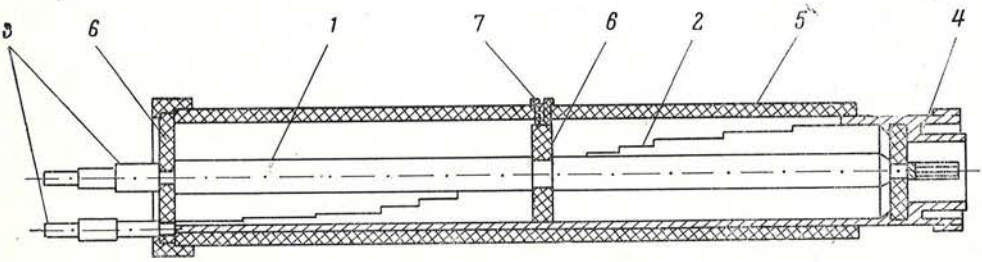
Указанный СТ может быть использован для питания логопериодических, а иногда и спиральных антенн [3]. Однако использование его в полевых условиях наталкивается на некоторые трудности. Основная из них состоит в том, что переход имеет «открытую» конструкцию и подвержен действию атмосферных осадков. Кроме того, при работе на метровых волнах конструкция не обладает достаточной механической жесткостью, так как внешняя труба должна быть длинной и иметь тонкие стенки. Эти трудности можно частично преодолеть по крайней мере двумя путями: заполнить пространство между проводниками перехода твердым диэлектриком или поместить СТ в диэлектрический цилиндр. Первый путь осложняется тем, что значительно нарушаются граничные условия задачи, решенной в [1]. Второй путь позволяет расположить диэлектрик в области сравнительно слабого электрического поля (фиг. 1, *б*). Следовательно, нарушение условий задачи [1] скажется в этом случае значительно слабее.

Описанный ниже СТ рассчитан на использование в диапазоне с минимальной частотой ($f_{мин}$) 100 *Мгц* и обеспечивает переход от 50-омного коаксиального кабеля к 150-омной двухпроводной линии. Конструктивно он

отличается от описанного в [1] меньшими внутренним и внешним диаметрами внешнего проводника (соответственно 26,8 и 30 *мм*) и числом ступеней ($n = 36$). Поскольку число ступеней взято достаточно большим, расчет СТ проводился, как для плавного чебышевского перехода. Кроме того, изменение волнового сопротивления двухпроводной линии достигается не постепенным увеличением расстояния между проводниками, а путем ступенчатого изменения их диаметров в соответствии с известной формулой

$$Z\,[ом] = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_r}}\,\mathrm{Arch}\,\frac{4a^2 - d_1^2 - d_2^2}{2d_1 d_2},$$

где d_1 и d_2 — диаметры проводников, a — расстояние между их осями, ε_r — относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика. Данный метод изменения волнового сопротивления двухпроводной линии в СТ,



Фиг. 2. Схематическое изображение СТ в диэлектрическом цилиндре

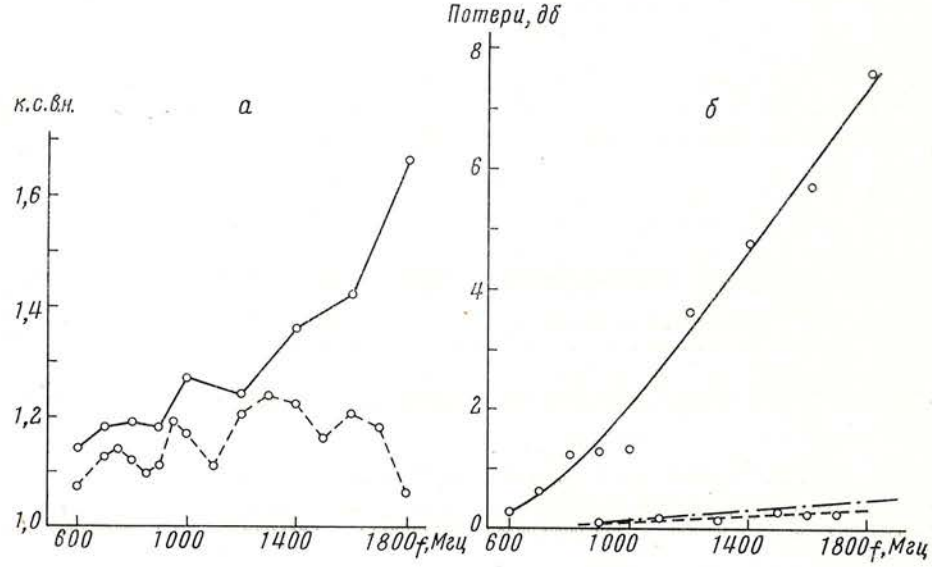
1 — внутренний проводник; *2* — внешний проводник; *3* — ступенчатая двухпроводная линия; *4* — коаксиальный ВЧ разъем; *5*—диэлектрический цилиндр; *6* — опорная шайба; *7*—прижимной винт

предназначенном для питания широкополосных логопериодических или спиральных антенн, более предпочтителен, чем способ, указанный в [1], так как точки возбуждения этих антенн должны располагаться, по возможности, ближе к их вершине.

Трансформатор вставляется в полый цилиндр из полиметилметакрилата (оргстекла), толщина стенок и длина которого составляют соответственно 3 *мм* и 1,3 *м*, и со стороны двухпроводной линии закрывается шайбой. Опорные шайбы центрального проводника прижимаются к трубе винтами из диэлектрика, проходящими через резьбу в стенке цилиндра (фиг. 2). Места возможных зазоров на торцах цилиндра покрываются эмалью ПР-1.

Экспериментальное исследование СТ проводилось методом коэффициентов рассеяния [4]. Как известно, коэффициенты рассеяния S_{11} и S_{22} определяют отражения соответственно от входа и выхода четырехполюсника при нагрузке противоположной ветви на согласованное сопротивление, а S_{12} определяет вносимые потери. При этом для нахождения коэффициентов рассеяния не нужно иметь согласованную нагрузку, что особенно важно в случае двухпроводной линии. В качестве короткозамыкающего устройства для двухпроводной линии использовался медный лист размером $1 \times 1{,}6$ *м*² с двумя впаянными пружинящими контактами. Измерения проводились на измерительной линии Р1-6 (ЛИ-4) в диапазоне частот от 600 до 1800 *Мгц*. Экспериментальные данные представлены на фиг. 3, из которой следует, что на частотах, превышающих $f_{мин} = 100$ *Мгц* более чем в 6—7 раз, вносимые потери обусловлены в основном поглощением в оргстекле. К.с.в.н. начинает быстро возрастать с частоты, превышающей $f_{мин} = 100$ *Мгц* в 13—14 раз. К.с.в.н. перехода со стороны двухпроводной линии, определяемые через коэффициенты рассеяния S_{22}, были несколько выше, чем к.с.в.н. на фиг. 3, *а*, определяемые через S_{11}.

Симметрирующие свойства перехода в диэлектрическом цилиндре проверялись в диапазоне от 400 до 1600 *Мгц* путем исследования диаграмм направленности логопериодического облучателя, изготовленного по [3], питание которого осуществлялось через СТ, конструктивно аналогичный описанному, но с $f_{мин} = 300$ *Мгц*. При расчете последнего СТ волновое сопротивление Z_0 вычислялось по формулам (1) и (2) на ЭЦВМ «Минск-1», так как приведенные в [1] графики, дающие необходимую для расчета перехода зависимость Z_0 от угла 2α, имеют мелкий масштаб. Эксперимент



Фиг. 3. Экспериментальные характеристики СТ

а — к. с. в. н. со стороны коаксиального входа; *б* — потери за счет поглощения и рассеяния энергии. Штриховые линии относятся к СТ в воздухе, сплошные — в цилиндре из оргстекла, штрих-пунктирная — в цилиндре из технического полистирола

показал, что ширина диаграммы направленности облучателя в *E*- и *H*-плоскостях на уровне 10 *дб* практически полностью совпадает с данными, приведенными в [3]. Уровень боковых лепестков в нашем эксперименте в среднем был несколько выше. Антенные измерения проводились во время сильного дождя, когда использование «открытого» перехода было бы в значительной степени затруднено.

Таким образом, применение диэлектрического цилиндра позволяет сделать конструкцию СТ механически более жесткой и электрически более надежной для работы в полевых условиях. На частотах ниже 600 *Мгц* электрические характеристики перехода ухудшаются незначительно в диапазоне частот с коэффициентом перекрытия 6 : 1 даже при использовании такого несовершенного диэлектрика, как оргстекло. Превышение отражений со стороны двухпроводной линии над отражениями волны, падающей со стороны коаксиального входа СТ, по-видимому, объясняется наличием потерь в диэлектрическом цилиндре и тем, что введение диэлектрика сильнее сказывается при больших углах выреза 2α, так как в этом случае электрическое поле в месте расположения диэлектрика сильнее, чем при малых углах 2α.

При использовании цилиндра из полистирола или фторопласта-4 свойства СТ будут слабо изменяться в диапазоне с перекрытием не менее 10 : 1. Расчет, основанный на указанных экспериментальных данных и учете углов диэлектрических потерь, показывает, например, что в диапазоне частот до 2000 *Мгц* потери вследствие поглощения в цилиндре из техни-

ческого полистирола тех же размеров не превысят 0,2 *дб*. Расчетные потери для СТ в полистироловом цилиндре показаны на фиг. 3, *б*. Поскольку полистирол и фторопласт-4 обладают меньшей диэлектрической проницаемостью, чем оргстекло, можно ожидать также некоторого расширения рабочего диапазона по к.с.в.н. Для дальнейшего расширения диапазона необходимо рассчитывать волновое сопротивление перехода с учетом диэлектрического цилиндра (особенно при больших углах 2α) или увеличивать внутренний диаметр последнего.

В заключение приношу благодарность Н. В. Годовникову за вычисления на ЭЦВМ, а также В. Ф. Шатиленко за помощь при изготовлении и экспериментальном исследовании симметрирующего трансформатора.

Май 1966 г.

Литература

1. J. W. Duncan, V. P. Minerva. Proc. I.R.E., 1960, 48, N 1, 156.
2. А. Л. Фельдштейн, Л. Р. Явич, В. П. Смирнов. Справочник по элементам волноводной техники, ГЭИ, 1963.
3. Сб. «Сверхширокополосные антенны». Перев. с англ. под ред. Л. С. Бененсона. Изд-во «Мир», 1964.
4. F. L. Wentworth, D. R. Barthel. I.R.E. Trans., 1956, MTT-4, N 3, 173.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЙ ПАНТОГРАФ

Ю. Ф. Юровский

Описывается пантограф для копирования временных записей в прямоугольных координатах, позволяющий изменять масштаб по амплитуде и оси времени независимо. Схема прибора основана на использовании самописцев типа ЭППВ-60МЗ и позволяет получать несколько копий одновременно в одинаковых или разных масштабах.

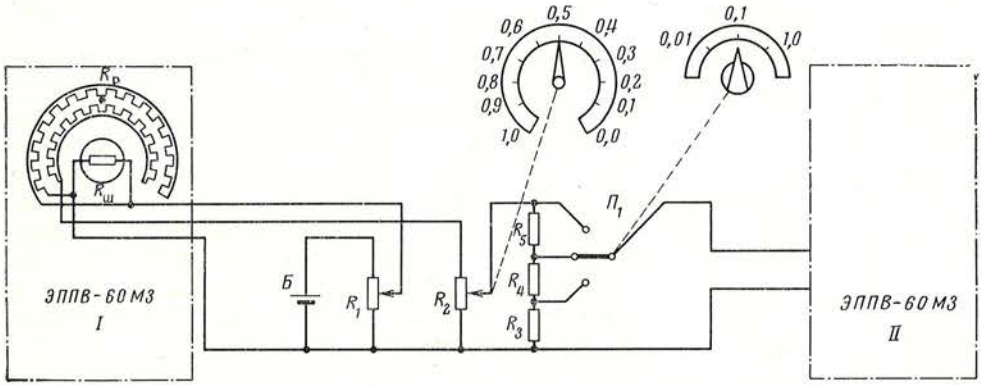
AN ELECTROMECHANICAL PANTOGRAPH, by *Y. F. Yurovsky*.— A pantograph for copying time recordings in rectangular coordinates is described. It permits independent changes of the scale in amplitude and time axis. The design of the instrument is based on the application of the ЭППВ-60МЗ type recorder and allows to obtain several copies simultaneously in equal or different scales.

Всплески радиоизлучения Солнца отличаются большим диапазоном мощности и длительности: их продолжительность может быть порядка 1 мин. или 2 час., а интенсивность меняется от 10^{-2} до 10^{3} по отношению к невозмущенному уровню. Регистрация таких процессов очень затруднена. Радиоастрономы вынуждены записывать радиоизлучение на самописцах со скоростью протяжки ленты, обеспечивающей удовлетворительную запись коротких всплесков. В этом случае лента с записью двухчасового всплеска получается длиной более 1 *м* при амплитуде, ограниченной шириной ленты (10—20 *см*). Большой динамический диапазон мощности всплесков вынуждает переключать чувствительность приемника в процессе развития всплеска. При этом уменьшается наглядность и затрудняется обработка материала.

За прошедший цикл солнечной активности станции наблюдений получили много ценного материала. Однако в центрах по сбору данных и в печати имеются только табличные результаты наблюдений, в то время как записей, представляющих несомненно большой интерес, опубликовано мало. Основным препятствием служит трудоемкость подготовки к печати оригинальных записей. В большинстве случаев фотокопирование непригодно, так как оно дает одинаковое сокращение масштабов по оси времени и по амплитуде. В результате сокращения записи длиной более 1 *м* до размеров книжной страницы теряются детали временнóго хода всплеска. Кроме того, фотоспособом невозможно исправить записи, произведенные при различном усилении приемника. По этим же причинам непригоден и обычный пантограф, например, типа ПГ-2. Для этих целей необходим пантограф, позволяющий изменять масштаб независимо как по оси времени, так и по амплитуде. Промышленность таких пантографов не выпускает. В связи с этим в Крымской астрофизической обсерватории для обработки записей радиоизлучения Солнца было разработано и изготовлено специальное устройство, схема которого представлена на фиг. 1.

Принцип действия устройства состоит в следующем. Самописец типа ЭППВ-60МЗ с приспособлением для дистанционной передачи показаний

$R_р$ соединяется через градуированный делитель напряжения R_2, $П_1$ со входом другого самописца. На реохорд датчика дистанционных показаний $R_р$ через потенциометр R_1 подается напряжение от батареи $Б$. Напряжение, снимаемое с реохорда, поступает на калиброванный потенциометр R_2 и делитель $П_1$. К выходным клеммам делителя $П_1$ подключается самописец типа ЭППВ-60МЗ. В первый самописец заправляется лента с записью, подлежащей копированию с изменением масштаба или без него. Следящая система самописца отключается. Для этого можно либо вынуть лампы оконечного каскада усилителя УЭ-119, либо отключить его напряжение питания.



Фиг. 1. Схема делителей напряжения и питания датчика дистанционных показаний

Оператор, перемещая вручную каретку пишущего устройства, обводит концом пера без чернил оригинальную запись по мере ее продвижения. Так как перо связано с движком реохорда, то снимаемое с движка напряжение пропорционально отклонению пера. Это напряжение записывается вторым самописцем. Если в процессе копирования необходимо изменить масштаб по амплитуде на определенную величину, то с помощью потенциометра R_2 и декадного делителя $П_1$ вводится соответствующий коэффициент деления напряжения.

Потенциометр R_1 позволяет изменить напряжение, подаваемое на реохорд датчика $R_р$, и таким образом установить необходимую максимальную амплитуду копии.

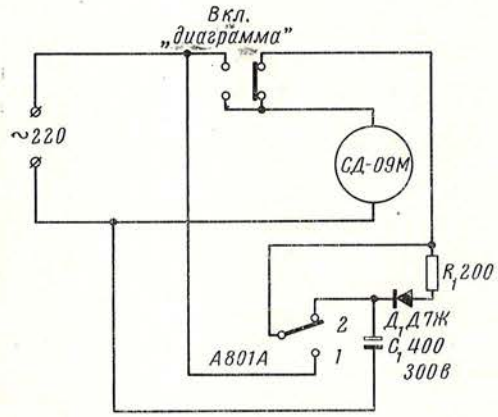
Изменение масштаба по оси времени достигается установкой соответствующих скоростей протяжки ленты на задающем и копирующем самописцах. При этом возможно как увеличение, так и уменьшение масштаба. Если задающий самописец не оборудован устройством для дистанционной передачи показаний, то можно использовать реохорд измерительной схемы самописца, переключая его на время копирования согласно схеме фиг. 1.

Скорость протяжки ленты в задающем самописце (скорость копирования) зависит от искусства оператора и сложности записи. В среднем она равна 4800 *мм/час*.

В процессе копирования иногда необходимо остановить перезапись, например, для изменения масштаба. Однако синхронные двигатели самописцев СД-09 обладают большой инерцией, что приводит к значительному выбегу ленты после выключения питающего напряжения. Кроме того, выбег задающего и копирующего самописцев может быть различным из-за несовершенства редукторов. Это вызывает некоторое рассогласование в записях по оси времени.

Для уменьшения выбега можно применить торможение двигателя СД-09 постоянным током по схеме фиг. 2. Тумблер самописца ЭППВ-60МЗ «ди-

аграмма» устанавливается в положение «выключено». При включении лентопротяжного механизма микровыключателем А801А (положение *1*) одновременно через ограничивающее сопротивление R_1 и диод $Д_1$ заряжается конденсатор C_1 типа ЭФ 800 × 300. При переводе микровыключателя в исходное положение *2* с мотора СД-09 снимается переменное напряжение и через него разряжается конденсатор. Энергии конденсатора емкостью 400 *мкф* (1/2 ЭФ 800 × 300) достаточно, чтобы мотор остановился за доли секунды, в то время как без торможения он вращается по инерции около 30 сек. После разряда конденсатора постоянный ток через обмотку двигателя не течет, поэтому нет опасности ее перегрева и выхода из строя.



Фиг. 2. Схема электродинамического торможения одного двигателя

Микровыключатели, управляющие лентопротяжными механизмами, должны быть сблокированы для одновременного действия. В описанной схеме тумблер «диаграмма» может работать по своему назначению независимо от схемы торможения, что позволяет в случае необходимости протягивать ленту раздельно на каждом самописце.

Очень часто желательно иметь не одну копию, а несколько. Описываемое устройство позволяет получить их одновременно. Для этого на выход схемы фиг. 1 достаточно подключить вместо одного несколько самописцев типа ЭППВ-60МЗ.

При переустановке масштаба и в некоторых других случаях требуется поднять перья копирующих самописцев, чтобы избежать ненужных линий и помарок. Это удобно делать, если самописцы оборудовать электромагнитными пероподъемниками. Для этой цели можно применить малогабаритное реле типа РЭС-6, установленное на каретке пишущего устройства копирующего самописца.

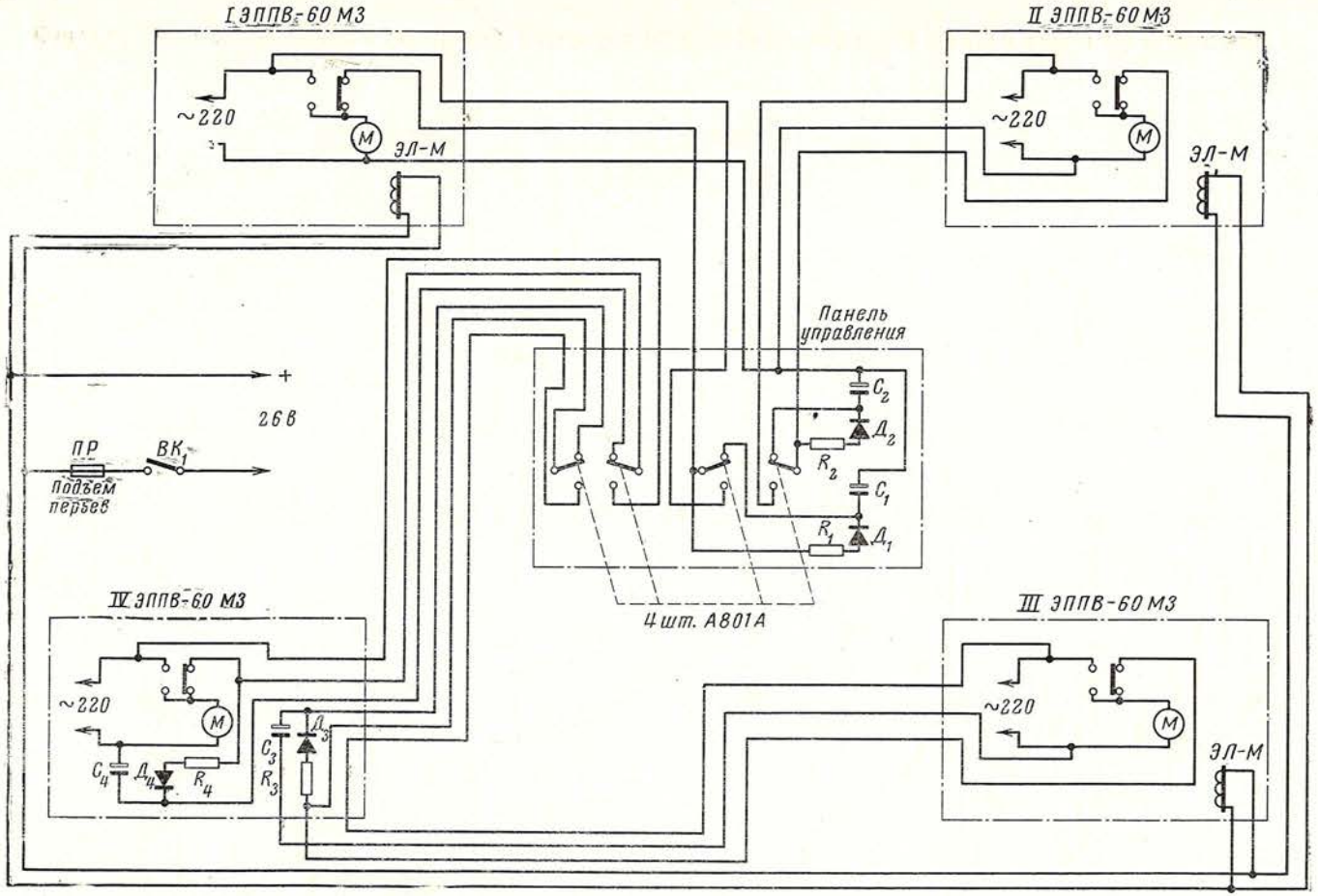
Электромеханический пантограф используется в Крымской астрофизической обсерватории для обработки записей радиоизлучения Солнца. Устройство выполнено в виде приставки к самописцам радиотелескопов и эксплуатируется в перерывах между наблюдениями.

Номинальные величины элементов схемы фиг. 1 следующие: R_1 — потенциометр ППЗ-12 — 1000 *ом* ± 5%, R_2 — потенциометр ПЛ-2—1—III—А—10 000—5%—0,3%, R_3, R_4, R_5 — сопротивления ПТ-0,5—1%—1,0; 9,0; 90,0 *ком* соответственно, *Б* — сухой элемент 1,3 ФМЦ-0,25.

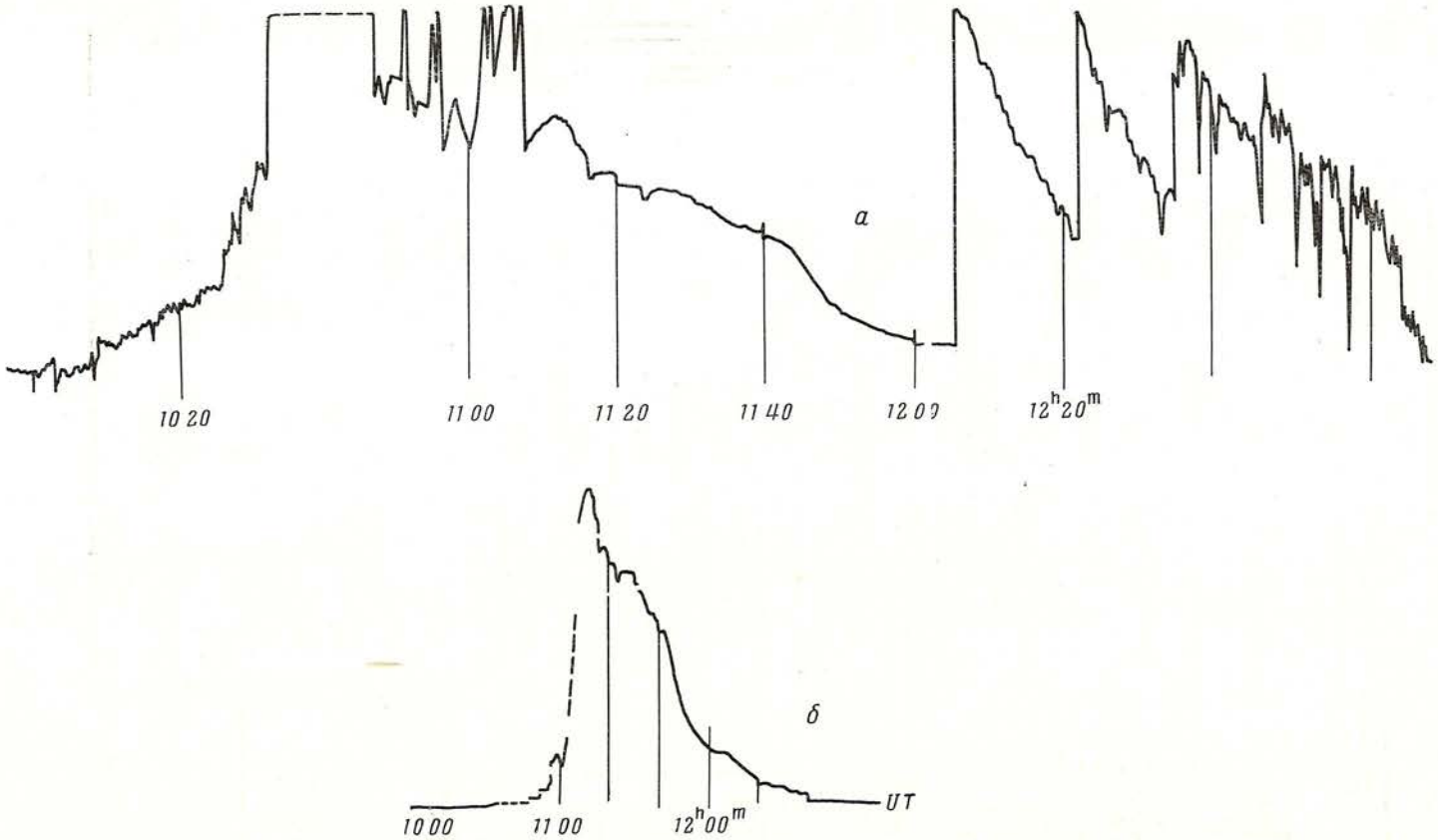
Три самописца позволяют получить одновременно три копии в разных или в одном масштабе. Для одновременного получения копий в разных масштабах скорости копирующих самописцев устанавливаются разные, и на выход схемы фиг. 1 самописцы подсоединяются через потенциометры 1 *Мом*.

Схема управления лентопротяжными механизмами четырех самописцев и электромагнитными подъемниками перьев показана на фиг. 3. Так как конденсатор ЭФ 800 × 300 состоит из двух половин по 400 *мкф* с общей точкой, то при монтаже схемы следует обратить внимание на правильное включение фазового и нулевого проводов сети во всех самописцах либо применить отдельные конденсаторы.

Точность копирования определяется классом точности самописцев и для ЭППВ-60МЗ равна 0,5% всей шкалы. Для упомянутых выше задач этой точности вполне достаточно.



Фиг. 3. Схема электродинамического торможения четырех лентопротяжных двигателей



Фиг. 4. Пример копии записи с неизменным масштабом (*а*) и исправленной копии (*б*) (17.I 1966 г., $\lambda = 10{,}2$ *см*)

На фиг. 4 изображен пример копии записи всплеска радиоизлучения Солнца 17.I 1966 г. на волне 10 *см* в масштабе 1/4 по времени и 1/2 по амплитуде (*а*). В процессе развития всплеска многократно переключалась чувствительность аппаратуры. Форма всплеска, которую он имел бы при постоянном усилении, показана там же (*б*) в масштабе 1/12 по времени и 1/125, 1/50, 3/100, 1/25, 2/25, 3/25, 4/25, 1/5, 1/2, 1/20, 1/50, 1/125 по амплитуде в указанной последовательности, соответствующей изменениям коэффициента усиления при записи всплеска.

Если оригинальная запись производилась на самописце с другой шириной ленты, но в прямоугольных координатах, то ее также можно скопировать, приклеив к стандартной диаграммной ленте для ЭППВ-60МЗ.

Описанное устройство для копирования временны́х записей может применяться не только в радиоастрономии, но и во многих случаях, когда необходимо произвести неодинаковое сокращение масштабов по осям. С его помощью можно привести к одному масштабу записи, полученные различными наблюдателями с разнородной аппаратурой. Например, радиоастрономические станции СССР в период МГГ в сумме вели почти круглосуточные записи радиоизлучения Солнца. Однако весь этот ценный материал в настоящее время находится на различных станциях и доступен практически только самим наблюдателям. Попытки систематизировать его и издать каталог упирались в отсутствие прибора для приведения имеющихся записей к одному масштабу.

Электромеханический пантограф несложен и может быть изготовлен каждой организацией, располагающей самописцами типа ЭППВ-60МЗ.

В заключение приношу благодарность В. Н. Мудрому, полностью изготовившему рабочий экземпляр устройства.

23 апреля 1966 г.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

АНАЛИЗ СПЕКТРОВ О-ЗВЕЗД, РАСПОЛОЖЕННЫХ НА ВЫСОКИХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ШИРОТАХ

Р. Н. Кумайгородская

Изучены спектры двух О-звезд — HD 93521 и HD 60848, расположенных на высоких галактических широтах.

Сопоставлены эквивалентные ширины W_λ в спектрах этих звезд, а также различные параметры их атмосфер с подобными характеристиками О-звезд плоской подсистемы. Из сопоставления следует, что атмосферы «высокоширотных» О-звезд в основном мало различаются от атмосфер О-звезд плоской подсистемы. Отличаются только те параметры, которые связаны с пекулярностями этих звезд. Усиление линий нейтрального гелия у HD 93521 объясняется большими микротурбулентными движениями в атмосфере этой звезды.

Отмечается несколько повышенное содержание гелия по отношению к водороду в атмосферах «высокоширотных» звезд по сравнению с О-звездами плоской подсистемы и ядрами планетарных туманностей.

Определены абсолютные величины, спектральные классы и измерены скорости вращения исследуемых звезд. Исходя из определений абсолютных величин «высокоширотных» звезд и дополнительных соображений относительно светимости звезды HD 93521 высказывается сомнение по поводу отнесения в [2] этой звезды к бывшим ядрам планетарных туманностей.

AN ANALYSIS OF SPECTRA OF HIGH GALACTIC LATITUDE O STARS, by *R. N. Kumaigorodskaya*.— The spectra of two high galactic latitude O stars, HD 93521 and HD 60848, are studied. The measured W_λ and also various parameters of the atmospheres of these stars are compared with similar characteristics of O stars of the flat subsystem. It follows that the atmospheres of high galactic latitude O stars do not differ appreciably from those of O stars of the flat subsystem. A difference is found only in parameters which are connected with the peculiarities of these stars. The intensified neutral helium lines observed in the spectrum of HD 93251 are explained by the existence of large microturbulent motions in the atmosphere of this star.

A somewhat higher helium abundance as compared to hydrogen is noted in the atmospheres of high galactic latitude stars as compared to O stars of the flat subsystem and nuclei of planetary nebulae. The absolute magnitudes, spectral types and rotational velocities of the investigated stars are derived. On the basis of determinations of absolute magnitudes of high galactic latitude stars and additional considerations on the luminosity of HD 93251 star it is doubtful that this star was formerly the nucleus of a planetary nebula as proposed in [2].

Как известно, звезды спектрального класса О относятся к плоской подсистеме нашей Галактики. Однако среди О-звезд встречаются звезды (правда, известные пока в небольшом числе), расположенные на высоких галактических широтах. Такие звезды принято называть «высокоширотными». Все они имеют очень большие координаты z (порядка 1000—2000 *пс*), характерные для промежуточной и даже сферической подсистем.

Несколько лет назад Г. А. Гурзадян [1] выдвинул предположение о том, что звезды ранних спектральных классов, находящиеся на высоких галактических широтах, могут быть бывшими ядрами планетарных туманностей. Такое предположение делает более понятным, с точки зрения Г. А. Гурзадяна, существование одиночных О-звезд в этих широтах.

Последние не могут быть остатками разрушенных О-ассоциаций, так как на таких высоких широтах О-ассоциаций не бывает. Известно, что ядра планетарных туманностей являются объектами низкой светимости. Кроме того, можно предположить, что вследствие небольшой продолжительности жизни планетарных туманностей их ядра к моменту исчезновения туманности могут сохранять признаки нестационарности. Поэтому все «высокоширотные» звезды, обладающие признаками нестационарности и низкой светимостью, Г. А. Гурзадян и Р. Х. Оганесян [2] относят к бывшим ядрам планетарных туманностей. Однако критерий «признаки нестационарности» не очень убедителен, поскольку почти все О-звезды являются нестационарными объектами и в то же время — звездами высокой светимости [3]. Критерий «низкая светимость» представляется более уверенным, надо только достаточно убедительно доказать, что звезда действительно обладает низкой светимостью, чтобы отнести ее к бывшим ядрам планетарных туманностей.

Заметим, что Г. Абт [4] обнаружил аномалии в химическом составе у двух сверхгигантов типа F Ia, расположенных на высоких галактических широтах. Однако «высокоширотный» сверхгигант η Leo (A0 Ib), изученный в работах [5, 6], аномалий в химическом составе не показывает. Поэтому независимо от того, являются ли «высокоширотные» звезды бывшими ядрами планетарных туманностей или нет, интересно выяснить, отличаются ли эти звезды по каким-либо характеристикам от обычных О-звезд плоской подсистемы.

Среди изученных нами в одной из предыдущих работ [7] О-звезд имеются две звезды, HD 93521 и HD 60848, расположенные на высоких галактических широтах. В табл. 1 приведены основные сведения относительно этих звезд. Некоторые из них (содержащиеся в столбцах 7, 9 и 11) определены по нашим данным (см. ниже).

Таблица 1

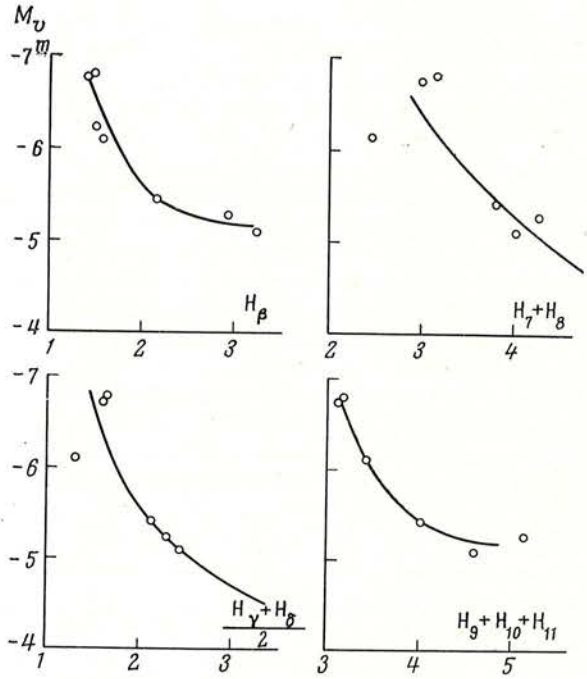
Звезда	l	b	m	Sp MK	Sp II из [8]	Sp	MII из [8]	M	$v \sin i$ из [9], км/сек	$v \sin i$, км/сек
HD 60848	170°,3	+19°,0	7^m,2	O8V : pe	—	O8,30	—	(-5^m,78)	385	422
HD 93521	150,1	+63,6	6,9	O 9Vp	O9,10	O9,20	-5^m,21	—4,87	325	452
10 Lac			4,9	O 9V	O8,25	O8,40	—5,10	—	29	187
HD 209481			5,5	O 9V	O9,20	O8,85	—5,43	—	—	243

Надо заметить, что в спектрах звезд HD 93521 и HD 60848 линии очень широкие из-за больших скоростей вращения (см. столбец 10 табл. 1). Кроме того, обе эти «высокоширотные» звезды обладают аномальными по сравнению с обычными О-звездами (таких же спектральных классов и классов светимости) спектрами, различающимися к тому же между собой.

Отметим, что звезду HD 93521 Г. А. Гурзадян и Р. Х. Оганесян уверенно относят к бывшим ядрам планетарных туманностей, считая ее нестационарной звездой низкой светимости [2]. По определениям же И. М. Копылова [8] абсолютная величина этой звезды равна — 5^m,21. Представляет несомненно интерес еще раз определить абсолютную величину звезды HD 93521, чтобы проверить предположение о ее принадлежности к бывшим ядрам планетарных туманностей.

Настоящая работа посвящена в основном анализу спектров этих двух «высокоширотных» звезд, HD 93521 и HD 60848, с целью выяснить, чем эти звезды отличаются от обычных О-звезд плоской подсистемы. Для этого спектры обеих звезд сравниваются со спектрами стандартных звезд, в качестве которых выбраны 10 Lac и HD 209481 (см. табл. 1).

1. Для определения абсолютных величин исследуемых звезд, особенно HD 93521, мы использовали имеющийся у нас однородный материал для О-звезд [7]. Аналогично тому, как это делалось в работе [8], были построены зависимости эквивалентных ширин W_λ водородных линий (H_β, $(H_\gamma + H_\delta)/2$, $H_7 + H_8$, $H_9 + H_{10} + H_{11}$) от абсолютных величин из [8] для звезд в спектральном интервале O7,7—O9,4, к которому относятся изучаемые нами звезды. Эти зависимости приведены на фиг. 1. Входя в них с W_λ водородных линий звезд HD 93521 и HD 60848, мы определяем абсолютные величины этих двух звезд (см. столбец 9 табл. 1). Они оказались



Фиг. 1. Зависимости W_λ водородных линий от величин M_v для звезд в спектральном интервале O7,7 — O9,4

равными — $4^m_{,}87$ для HD 93521 (среднее по четырем критериям) и $-5^m_{,}78$ для HD 60848 (по одному лишь критерию из-за наличия эмиссии в остальных водородных линиях). Итак, для HD 93521 имеем такие оценки абсолютной величины: $-5^m_{,}21$ (по определению И. Копылова), $-4^m_{,}87$ (по нашим определениям). Эти определения, как количественные, являются более уверенными, чем качественные рассуждения авторов работы [2] по поводу низкой светимости звезды HD 93521.

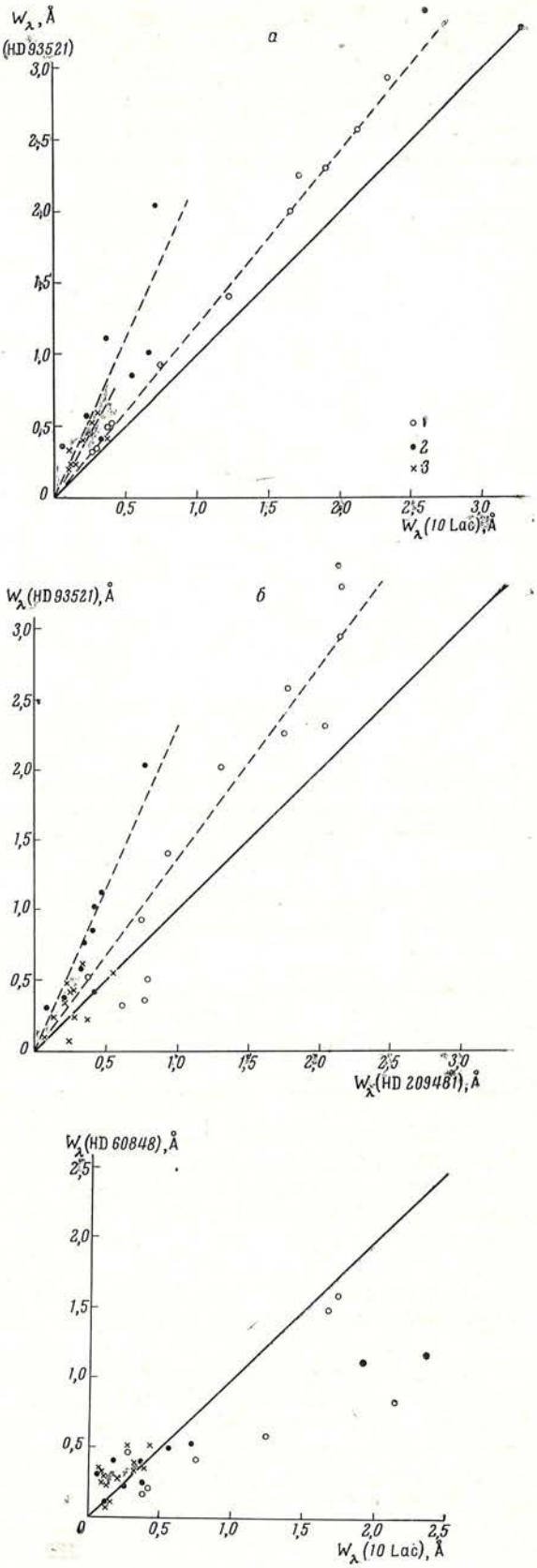
Среднее же значение абсолютных величин ядер по определениям И. С. Шкловского [9] составляют $+4^m$ — $+6^m$, а по Л. Берману [10] — $+2^m$.

Отметим еще следующее важное обстоятельство. Из работы [11] следует, что в спектре звезды HD 93521, полученном с очень большой дисперсией, межзвездная линия K Ca I разделяется на четыре компоненты. Это говорит о наличии по крайней мере четырех газовых облаков между звездой и наблюдателем. Если бы звезда HD 93521 обладала низкой светимостью, как ядра планетарных туманностей, то расстояние до этой звезды было бы порядка 50—100 *пс*. На таком расстоянии не может быть столь сильной межзвездной линии K Ca I, которая наблюдается в спектре HD 93521. При нашей оценке $M = -4^m_{,}87$ расстояние этой звезды от Солнца

равно 2250 *пс*, а ее координата z равна 2000 *пс*. Если учесть, что на больших координатах z порядка 1000 *пс* обнаруживается большое число газовых облаков [12], то наличие сложной структуры у линии K Ca I этой звезды вполне понятно.

Добавим еще, что, согласно [12], у HD 93521 суммарная интенсивность линии K Ca I в 1,7 раза больше, чем у сверхгиганта ρ Leo, находящегося примерно в том же направлении на расстоянии порядка 1000 *пс*. Отсюда следует, что расстояние до HD 93521 должно быть по крайней мере 2000 *пс*. Следовательно, HD 93521 должна обладать высокой светимостью. На основании всех приведенных фактов относительно абсолютной величины HD 93521 относить эту звезду к бывшим ядрам планетарных туманностей весьма сомнительно. Определение абсолютной величины звезды HD 60848 менее уверенное, но и по нему можно судить, что эта звезда имеет высокую светимость, так что вряд ли и она как «высокоширотная» звезда является бывшим ядром планетарной туманности.

Кроме того, были произведены количественные определения спектральных классов и измерены скорости вращения исследуемых звезд, так как не для всех из них определены эти величины. Наши оценки спектральных классов хорошо (в пределах ошибок) согласуются с определениями спектральных

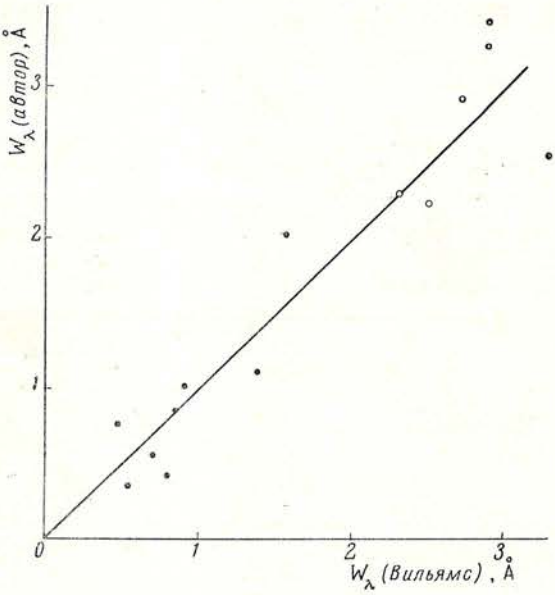


Фиг. 2. Сравнение W_λ линий различных элементов в спектрах звезд HD 93521 и 10 Lac (*а*), HD 93521 и HD 209481 (*б*), HD 60848 и 10 Lac (*в*)

1 — H-линии; *2* — линии He I; *3* — линии He II и остальных элементов

классов в [8]. Однако скорости вращения, найденные нами, заметно больше, чем в [13], и более уверенны, так как ширины линий измерялись по контурам, обработанным «шотландским» методом [14].

2. Для выяснения вопроса об отличии «высокоширотных» О-звезд от О-звезд плоской подсистемы мы сравнили эквивалентные ширины линий различных элементов в спектрах звезд HD 93521 и HD 60848 с эквивалентными ширинами тех же линий в спектрах стандартных звезд 10 Lac и HD 209481 (фиг. 2).



Фиг. 3. Сравнение W_λ водородных линий (кружки) и линий нейтрального гелия (точки) в спектре HD 93521 по нашим данным и по определениям Э. Вильямса

Интересно сравнить определения эквивалентных ширин водородных и гелиевых линий в спектре HD 93521 (а также других звезд) с определениями W_λ Э. Вильямса [15] для этих же звезд, чтобы убедиться, нет ли систематического расхождения между нашими и его данными. Кроме того, это позволит судить о точности определения величин W_λ, особенно для HD 93521. На фиг. 3 приведено такое сравнение для HD 93521.

Сопоставлялись также различные параметры атмосфер звезд HD 93521 и HD 60848 с такими же параметрами атмосфер стандартных звезд. Имеется в виду сопоставление электронных плотностей, ионизационных температур, микротурбулентных скоростей и других величин (табл. 2), определенных нами [7] для исследуемых и других О-звезд.

Таблица 2

Звезда	$\lg n_e$	$T_{ион}$	v_t (2^1P)	v_t (2^3P)	v_t (He II)	$\lg N_{0,2}H$	$\lg N_i$ (He I)	$\lg N_k$ (He II)
			км/сек					
HD 60848	13,98	34000	—	50	26	15,44	15,05	(16,01)
HD 93521	14,18	33250	80	139	27	15,58	14,99	15,54
10 Lac	13,87	31050	31	31	22	15,60	14,52	14,75
HD 209481	14,04	32250	17	37	8	15,45	14,77	15,22

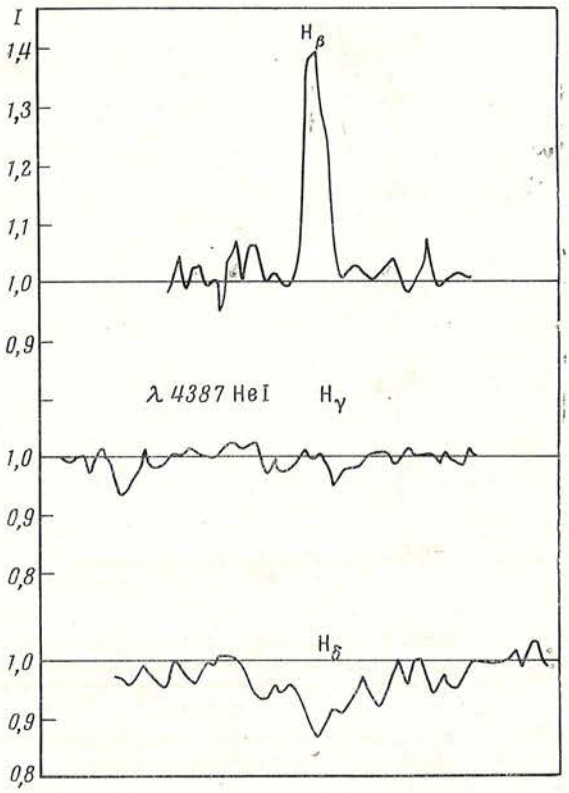
Анализ спектров исследуемых звезд, рассмотрение фиг. 2, 3 и табл. 2 приводит к следующим заключениям.

1. В спектре HD 93521 эквивалентные ширины всех линий усилены по сравнению с эквивалентными ширинами этих же линий в спектре стандартных звезд 10 Lac и HD 209481. Но особенно усилены линии нейтрального гелия (примерно в два раза). При сравнении с 10 Lac усилением за счет небольшого различия в спектральных классах можно пренебречь [7]. Можно отметить, что линии нейтрального гелия в спектре HD 93521 (O9,15) имеют примерно такую же интенсивность, как и у звезд спектраль-

ного класса B1, мало отличающихся от этой звезды по светимости. Это следует из сравнения наших данных для HD 93521 с данными для звезды 40 Per (B0,9 —4^m,0) из работы [16].

2. Наблюдается хорошее согласие наших определений W_λ водородных и гелиевых линий в спектре HD 93521 и других звезд с определениями Вильямса для этих же звезд. По данным Вильямса линии нейтрального гелия в спектре HD 93521 также значительно усилены по сравнению с линиями нейтрального гелия в спектре 10 Lac.

3. В спектре HD 60848 низкие члены бальмеровской серии водорода ослаблены примерно до H_9. Очевидно, это ослабление связано с наличием неявной эмиссии в линиях, так как в линии H_β эмиссия наблюдается в явном виде, а линия H_γ полностью замыта эмиссией (фиг. 4). Звезда HD 60848 содержится в каталоге Be и Ae звезд Мерилла и Бервелл [17] и по виду контуров эмиссионных водородных линий очень похожа на звезду 59 Cyg (O9,5e), изученную А. А. Боярчуком [18]. Скорость вращения HD 60848, определенная нами по линиям гелия, равна 422 *км/сек* и сравнима со скоростью вращения 59 Cyg (450 *км/сек*). Относительно O-звезд можно сказать, что когда у них наблюдается сильная эмиссия в водородных линиях H_α, H_β, H_γ, то сильна и эмиссия у характерных для этих звезд линий He II, λ 4686 и N III, λλ 4641—34 [19]. Однако HD 60848 по своему спектральному классу и светимости (см. столбец 7 табл. 1) относится к тем O-звездам, у которых признаки Of-звезд практически еще не проявляются. Эмиссию в водородных линиях можно объяснить тем, что эта звезда позднего подкласса O обладает свойствами, характерными для Be-звезд.



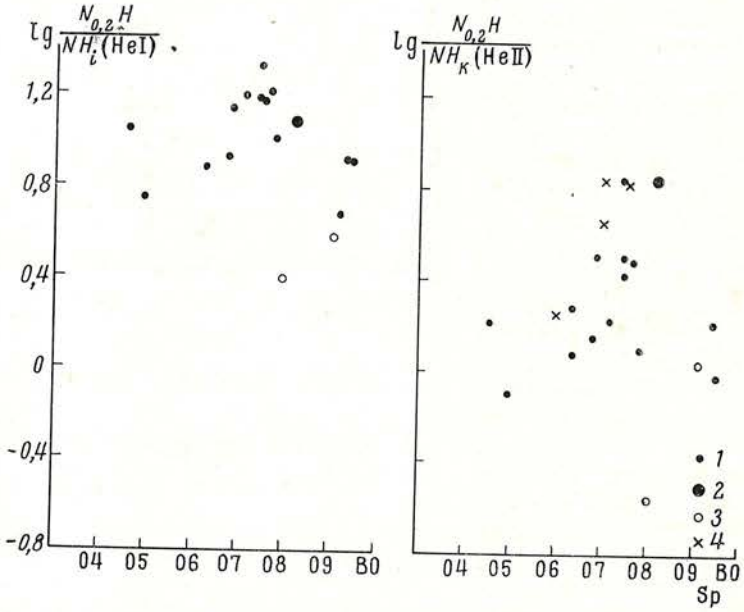
Фиг. 4. Контуры водородных линий в спектре HD 60848

4. Из рассмотрения табл. 2 видно, что практически все приведенные там параметры атмосфер «высокоширотных» звезд HD 93521 и HD 60848 и стандартных звезд 10 Lac и HD 209481 мало различаются между собой, за исключением микротурбулентных скоростей для HD 93521, найденных по линиям нейтрального гелия. Они оказались в 3—4 раза больше, чем микротурбулентные скорости у стандартных звезд и вообще у других O-звезд [7] (~100 *км/сек* против ~30 *км/сек*).

Учитывая наличие таких двух фактов, как усиленные линии нейтрального гелия и большие микротурбулентные скорости, полученные по этим линиям для звезды HD 93521, мы приходим к следующему выводу. В спектре HD 93521 линии нейтрального гелия усилены за счет больших микротурбулентных движений в атмосфере этой звезды. В случае слабых линий микротурбулентные движения практически не увеличивают эквивалент-

ные ширины (см. [7]). Поэтому, например, линии ионизированного гелия в спектре HD 93521, которые вообще у звезд спектральных классов O9,5 сравнительно слабые, усилены меньше. Микротурбулентные скорости по линиям He II в спектре HD 93521 сравнимы с такими же микротурбулентными скоростями в спектрах стандартных звезд. Такое объяснение аномалий в спектре HD 93521 кажется нам более правдоподобным, чем высказывание Вильямса о том, что HD 93521 может представлять собой систему, состоящую из звезды O и карлика B3 [20].

Для выяснения генетической связи между ядрами планетарных туманностей и «высокоширотными» звездами, с одной стороны, а также отличия



Фиг. 5. Зависимости логарифмов отношений чисел атомов водорода на втором уровне к числам атомов нейтрального и ионизированного гелия на возбужденных уровнях в спектрах O-звезд от спектральных классов этих звезд

1 — O-звезды (OA и Of) плоской подсистемы; *2* — 10 Lac (основная стандартная звезда); *3* — «высокоширотные» звезды; *4* — ядра планетарных туманностей

последних от обычных O-звезд плоской подсистемы, с другой, интересно сравнить отношение содержания водорода к гелию для всех этих объектов.

Определение отношения H/He для горячих звезд является трудной задачей. Было много попыток (Унзольд, Андерхилл, Травинг и др.) найти это отношение. Получены разные оценки. Вычисления Дзугаку [21], основанные на теории Пекера и различных моделях атмосфер, показали, что полученное отношение H/He очень сильно зависит от параметров уширения линий гелия. В настоящее время данные об уширении линии недостаточно точны и наиболее правдоподобным принято считать значение порядка H/He ≈ 7 [22].

Учитывая сложность этого вопроса, а также сравнительно небольшую дисперсию используемых нами спектрограмм (33 Å/*мм*), мы ограничились для нашей задачи рассмотрением отношений $\lg N_{0,2}H/N_i$(He I) и $\lg N_{0,2}H/N_k$(He II) для целого ряда O-звезд. Были построены зависимости этих отношений от спектрального класса (фиг. 5). Значения $\lg N_{0,2}H/N_k$(He II) для ядер планетарных туманностей нанесены по данным Аллера и Вилсона [23]. В табл. 3 приведены численные значения отношений $N_{0,2}H/N_i$(He I) и $N_{0,2}H/N_k$(He II) для непосредственно интересующих нас

объектов. Из анализа фиг. 5 и табл. 3 следует, что отношение числа атомов водорода на втором уровне к числу атомов нейтрального у ионизированного гелия на возбужденных уровнях для всех рассмотренных

Таблица 3

Звезда	Sp	$N_{0,2}H/N_i$ (He I)	$N_{0,2}H/N_k$ (He II)
HD 60848	O8,3	2,5	0,3
HD 93521	O9,2	3,9	1,0
10 Lac	O8,4	12,0	7,1
HD 209481	O8,9	4,8	1,7
IC 418	O7	4,7	
IC 2149	O7,5	6,9	
NGC 2392	O6	1,8	
IC 4593	O7	7,1	

О-звезд и ядер планетарных туманностей примерно одного порядка, но все же это отношение для «высокоширотных» О-звезд несколько меньше, чем для обычных О-звезд и ядер планетарных туманностей. Это свидетельствует о том, что содержание гелия в атмосферах «высокоширотных» О-звезд может быть несколько повышено по сравнению с обычными О-звездами и ядрами планетарных туманностей. Рассмотренные отношения для ядер планетарных туманностей ближе к обычным О-звездам, чем к «высокоширотным», и не согласуются с предположением Г. А. Гурзадяна о генетической связи между «высокоширотными» О-звездами и ядрами планетарных туманностей.

ВЫВОДЫ

1. Нами определены абсолютные величины «высокоширотных» звезд HD 93521 и HD 60848. Проведено сравнение величин $\lg N_{0,2}H/N_i$(He I) и $\lg N_{0,2}H/N_k$(He II) для «высокоширотных», обычных О-звезд и ядер планетарных туманностей.

На основании этих результатов и дополнительных соображений относительно светимости HD 93521 отнесение этой звезды авторами работы [2] к бывшим ядрам планетарных туманностей весьма сомнительно.

2. Наблюдаемое усиление линий нейтрального гелия в спектре HD 93521 по сравнению со стандартными звездами можно объяснить наличием больших микротурбулентных движений в атмосфере этой звезды.

3. В атмосферах изучаемых «высокоширотных» звезд HD 93521 и HD 60848 отмечается несколько повышенное содержание гелия по отношению к водороду, чем у обычных О-звезд плоской подсистемы.

4. Вообще же атмосферы «высокоширотных» звезд мало отличаются от атмосфер обычных О-звезд плоской подсистемы. Отличаются только те параметры, которые связаны с пекулярностью звезд. На наш взгляд, пекулярность в спектрах этих звезд можно рассматривать как следствие тех причин, в результате которых эти звезды попали на такие высокие широты.

Изучение «высокоширотных» О-звезд весьма интересно для космогонии, так как до сих пор еще не ясно их происхождение. Не исключена возможность, что они все же являются остатками разрушенных О-ассоциаций, так как при разрушении О-ассоциаций звезды разлетаются в разные стороны. Вполне возможно, однако, что эти звезды образовались на высоких галактических широтах из межзвездной среды. Тогда наблюдаемые

аномалии химического состава в атмосферах этих звезд, если нет перемешивания, могут отражать аномалии химического состава межзвездной среды. В общем эти звезды заслуживают детального изучения. Интересно также провести более тщательный сравнительный анализ этих звезд и ядер планетарных туманностей по однородному материалу для выяснения генетической связи между ними.

В заключение выражаю благодарность Г. Н. Панкратовой за оформление рисунков.

14 мая 1966 г.

Литература

1. Г. А. Гурзадян. Сообщения Бюраканской обс., 1958, **25**, 101.
2. Г. А. Гурзадян, Р. Х. Оганесян. Сообщения Бюраканской обс., 1964, **35**, 43.
3. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **24**, 91.
4. H. A. Abt. Astrophys. J., 1960, **131**, 99.
5. Э. А. Витриченко, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **27**, 241.
6. С. Зейналов. Наст. том, стр. 191.
7. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 242.
8. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **20**, 156.
9. И. С. Шкловский. Астрон. ж., 1956, **33**, 3.
10. L. Berman. Bull. Obs. Lick., 1936, **18**, 57.
11. G. Münch. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1952, **64**, 381.
12. G. Münch, H. Zirin. Astrophys., J., 1961, **133**, 1.
13. А. А. Боярчук, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **31**, 44.
14. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **32**, 108.
15. E. G. Williams. Astrophys. J., 1936, **83**, 279.
16. Т. М. Барташ. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **31**, 37.
17. P. W. Merrill, C. G. Burwell. Astrophys. J., 1933, **78**, 87.
18. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, **27**, 89.
19. R. J. Wolff. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1963, **75**, 447.
20. E. G. Williams. Astrophys. J., 1936, **83**, 305.
21. J. Jugaku. Thesis University of Michigan, 1957.
22. Звездные атмосферы. Под ред. Дж. Л. Гринстейна. ИЛ, 1963, стр. 226.
23. L. H. Aller, O. C. Wilson. Astrophys. J., 1954, **119**, 1.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

ИЗУЧЕНИЕ АТМОСФЕР СВЕРХГИГАНТОВ
I. КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ η Leo

С. К. Зейналов

Методом кривой роста и корреляции полуширины и эквивалентной ширины линий проведен анализ физических условий и химического состава сверхгиганта η Leo (спектр A0 Ib). Использованы четыре спектрограммы изучаемой звезды, полученные в 1964 г. со средней дисперсией 1,3 Å/*мм* в фокусе кудэ 2,6-*м* рефлектора Крымской обсерватории.

Подтверждено наличие зависимости температуры возбуждения, ионизации и средней температуры атмосферы звезды ($T_в$, $T_и$ и $\overline{T}$) от потенциала возбуждения.

Микротурбулентная скорость v_t уменьшается с глубиной от 10,8 до 6 *км/сек*, а макротурбулентная скорость $V_М$ увеличивается от 4 до 7—8 *км/сек* в интервале $\overline{\tau}_{эфф}$ от 0,14 до 1,0.

Скорость звука $C_0(\beta)$ увеличивается с глубиной в том же интервале τ от 11,9 до 16,6 *км/сек* и все время остается больше скорости малых вихрей.

Сравнение относительного содержания элементов в атмосфере данной звезды со «стандартными» звездами не выявило никаких аномалий.

A STUDY OF SUPERGIANT ATMOSPHERES. I. A QUANTATIVE ANALYSIS OF η Leo, by *S. K. Zeynalov*.— The physical conditions and chemical composition of the A0 Ib supergiant η Leo were analyzed by the curve of growth method and the half-width and equivalent line width correlation. Four spectrograms with an average dispersion of 1.3 A/mm obtained at the Coudé focus fo the 2.6 m reflector during 1964 were used.

The existence of a dependence between the excitation temperature, ionization and mean temperature of the stellar atmosphere (T_{ex}, T_{ion} and $\overline{T}$) and the excitation potential is confirmed. The microturbulent velocity v_t decreases with depth from 10.8 km/sec to 6 km/sec and the macroturbulent velocity increases from 4 km/sec to 7—8 km/sec in the interval $\overline{\tau}_{eff}$ from 0.14 to 1.0. The sound velocity C_0 (β) increases with depth in this same interval from 11.9 to 16.6 km/sec and is always larger than of small eddies.

A comparison of the relative abundance of elements in the η Leo atmosphere with that of standard stars did not reveal any anomalies.

Изучение физических условий и химического состава атмосфер сверхгигантов представляет большой интерес в связи с обнаружением изменений их блеска, интенсивностей и вида контуров спектральных линий, больших турбулентных скоростей, низких значений ускорения сил тяжести, истечения вещества и т. д. Эти вопросы в последнее время изучались во многих работах, но все эти работы не однородны по качеству материала и методике.

Сверхгигант A0 Ib η Leo, типичный представитель звезд, имеющих протяженные атмосферы, изучался неоднократно (обширную библиографию можно найти в [1]), однако все работы были выполнены с невысокой дисперсией. Вы сокая дисперсия позволяет изучать более слабые линии, которые образуются в глубоких слоях атмосферы, и детально рассмотреть следующие вопросы.

а) В работах [2, 3] отмечено, что температуры возбуждения $T_в$ и температуры ионизации $T_и$, найденные по линиям различных химических эле-

ментов, зависят от потенциала возбуждения и потенциала ионизации. Однако характер этих зависимостей изучен недостаточно.

б) η Leo находится на большом расстоянии от галактической плоскости ($z = 600$ *пс*). Есть определенные свидетельства того, что звезды, находящиеся на таких расстояниях z, отличаются по химическому составу от нормальных звезд, расположенных вблизи галактической плоскости. Анализ спектра такой звезды с высокой дисперсией дал бы нам хорошую информацию об этих различиях.

в) Мы все еще мало знаем природу и механизм образования турбулентных движений в атмосферах звезд, характер изменения этих движений с глубиной, закономерности, связывающие скорости турбулентных движений с другими параметрами атмосферы звезды.

г) В литературе неоднократно отмечалось, что значения ускорения силы тяжести, найденные для сверхгигантов спектроскопическим и «динамическим» методами, отличаются друг от друга. Поэтому использование более точной модели атмосферы звезды и контуров водородных линий, полученных с высокой дисперсией, дало бы нам более точную оценку этих величин.

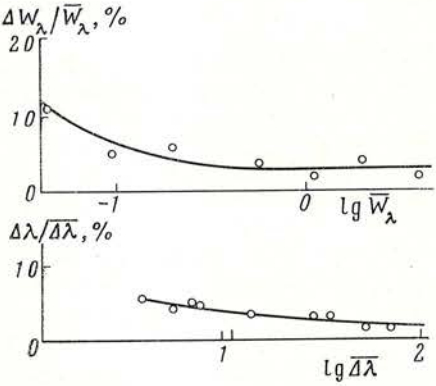
§ 1. СПЕКТРОГРАФИЧЕСКИЙ МАТЕРИАЛ И МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ

На 2,6-*м* рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории при помощи эшельного спектрографа, установленного в фокусе кудэ, в 1964 г.

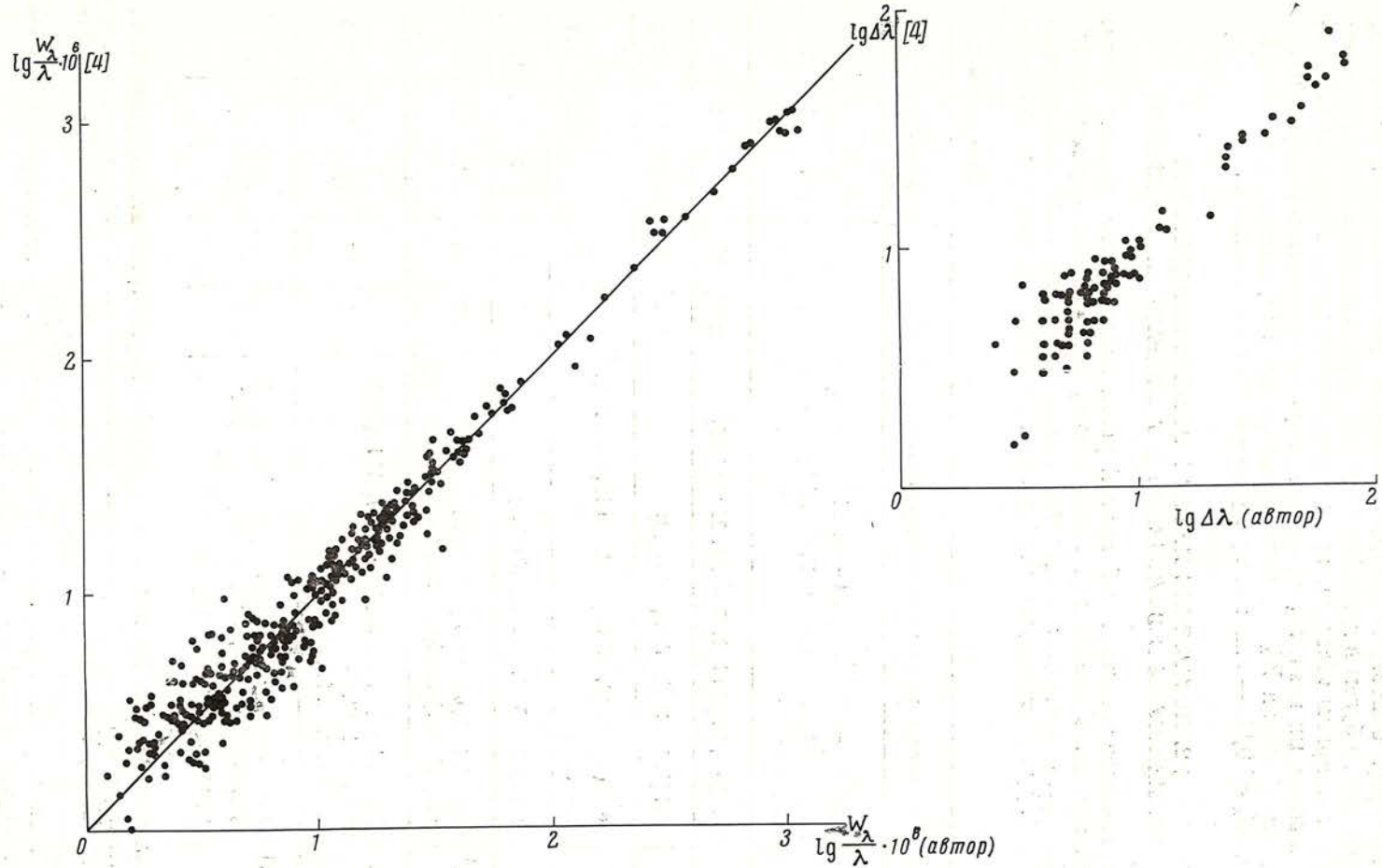
Таблица 1

Номер пластинки	Дата 1964 г.	Экспозиция
65	10. I	4^h00^m
69	11. I	2 45
70	11. I	2 15
88	30. III	2 50

была получена серия спектрограмм η Leo с дисперсией 1,3 Å/*мм* на пластинках 0а-О. Для обработки были отобраны четыре спектрограммы наилучшего качества. Сведения о материале наблюдений приведены в табл. 1. Регистрограммы спектров получены на микрофотометре в прямых интенсивностях [5]. Для всех линий, в интервале λλ 3660—5000 Å, которые удалось обнаружить и отождествить на полученных спектрограммах, были определены эквивалентные ширины W_λ и полуширины $\Delta\lambda_D$. Различия значений W_λ и $\Delta\lambda_D$ между отдельными датами не превышают ошибки наблюдения. Поэтому результаты измерений по различным регистрограммам усреднялись, в итоге получились средние величины $\overline{W}_\lambda$ и $\overline{\Delta\lambda}_D$. Некоторое представление об относительных ошибках определения W_λ и $\Delta\lambda_D$ дает фиг. 1, где показана зависимость относительных ошибок от средних величин $\overline{W}_\lambda$ и $\overline{\Delta\lambda}_D$.



Фиг. 1. Зависимость вероятной относительной ошибки определения $\Delta W_\lambda/\overline{W}_\lambda$ от $\lg \overline{W}_\lambda$ и $\Delta\lambda/\overline{\Delta\lambda}$ от $\lg\overline{\Delta\lambda}$



Фиг. 2. Сравнение эквивалентных ширин и полуширин линий

Перечень измеренных линий в спектре η Leo приведен в [4]. Результаты измерений приведены на фиг. 2 и сопоставлены с подобными измерениями [4]. Сопоставление не показывает систематических различий, поэтому мы не будем в данной работе приводить все эквивалентные ширины и полуширины абсорбционных линий (кроме линий водорода). Сравнение измеренных нами W_λ с данными, опубликованными в [1, 6], показывает, что значения W_λ для водородных линий в [6] несколько завышены, а при $W_\lambda < 0{,}05$ — занижены; в [1] — несколько завышены.

§ 2. ПОСТРОЕНИЕ КРИВЫХ РОСТА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ ИОНИЗАЦИИ

В качестве теоретической кривой роста использована кривая роста, предложенная Унзольдом [7]. Все линии, для которых определены W_λ и $\Delta\lambda_D$, были разделены на восемь групп по потенциалам возбуждения (табл. 2). Для шести групп линий удалось построить кривые роста, которые

Таблица 2

Группа	Элементы и потенциал возбуждения, *эв*	$\bar{\varepsilon}_i$	n	v_t	V_M	v_t'
I	Fe I (0,00—1,5), Cr I (0,00—4), Ti I (0,0—2), V I (0,0—2,0), Co I (0,10—2,3), Ni I (0,4—3,6) Zr I (0,0—1,0)	1,3	59	8,7	5,2	7,2
II	Fe I (>1,5), Mn I (2,15—3,0), Mg I (2,55)	2,55	29	8,7	5,2	
III	Fe II (1,7 — 3,0), V II (1,4—1,8)	1,9	98	9,1	5,2	6,6
IV	Fe II (3,0—7,0), Ni II (4,01), Ca II (3,1—7,5), Mo II (3,1)	4,98	32	4,8	8,0	3,6
V	Cr II (2,53—5,3), Mn II (1,8—5,4)	3,83	64	7,6	5,9	5,8
VI	Ti II (0,6—2,6), Sc II (0,3—0,6), Zr II(0,4—1,7), Sr II(0,0—2,9), Ca II(0,00),(H и K)	1,5	68	8,5	3,3	11
VII	Si II (6,8—9,8), Mg II (8,8—11,5), Al II (10,5—13,6), S II (13,6—16,0), C II (16,3—24), O II (25,6), Cl II (18)	10,5	25	7,6	4,5	9,6
VIII	La II (0,00—3,6), Ce II (0,0—0,6), Pr II (0,05—0,5), Nd II (0,00—0,18), Sm II (0,00—0,3), Gd II (0,14—1,33), Eu II (0,00—1,2)	0,43	30	10,8	4,2	

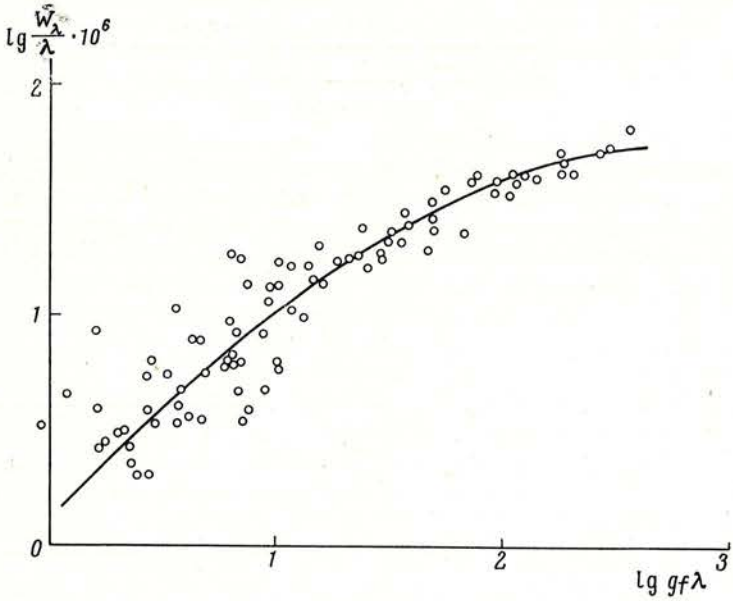
использовались в дальнейшем изучении параметров атмосферы η Leo. В спектре этой звезды наиболее многочисленны и интенсивны линии Fe II, Ti II, V II и Cr II. Линий остальных элементов мало. Линии нейтральных элементов очень слабы и малочисленны.

Кривые роста строились обычным способом. В качестве примера на фиг. 3 представлена кривая роста для линий Fe II.

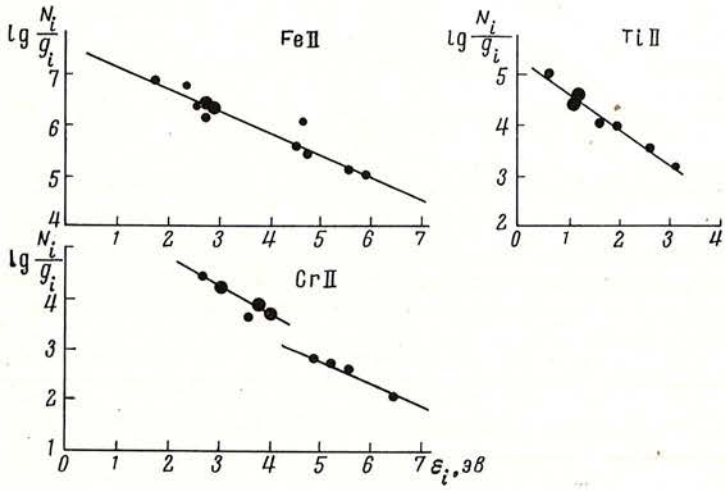
Силы осцилляторов для использованных нами линий Fe II, Ti II, Cr II, V II, Mn II, Mg II и Si II собраны из разных работ [8—13] и приведе-

ны к абсолютной системе [14] с помощью соответствующих множителей. После этого определялось среднее взвешенное $\lg f$.

Для элементов, представленных в спектре, по кривой роста находились $\lg N_i/g_i$. Далее были построены зависимости ($\lg N_i/g_i$, ε_i) для линий



Фиг. 3. Кривая роста для Fe II



Фиг. 4. Зависимости $\lg N_i/g_i$ от потенциала возбуждения ε_i для Fe II, Ti II и Cr II

Наибольший кружок соответствует 19 линиям, наименьший — одной

Fe I, Fe II, Ti II, Cr II, V II, Si II и Mg II с заметно различающимися потенциалами возбуждения нижних уровней. На фиг. 4 представлены в виде примера зависимости ($\lg N_i/g_i$, ε_i) для Fe II, Ti II и Cr II. С помощью аналогичных графиков были определены температуры возбуждения.

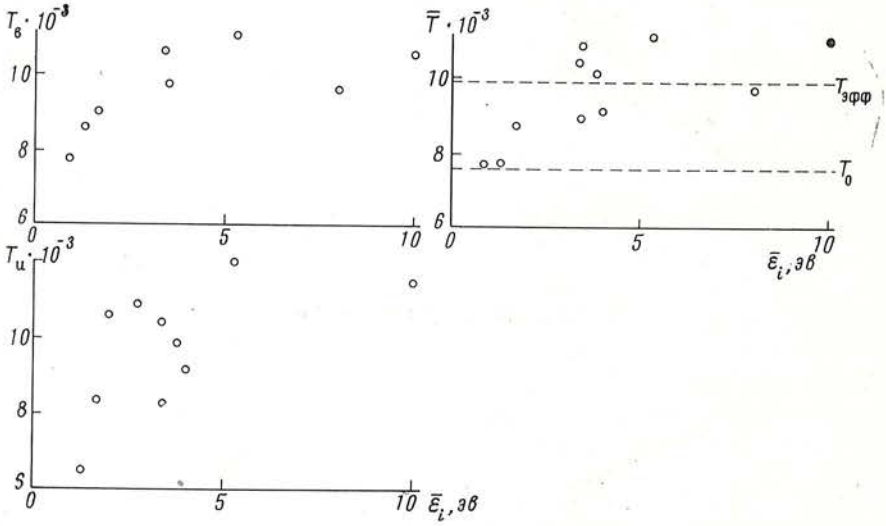
Однако для Cr II прямолинейность зависимости $\lg N_i/g_i$ от ε_i при $\varepsilon_i > 5$ *эв* нарушается, поэтому строились две кривые, которые дали два значения $T_в$. Это явление похоже на найденное Пекером по линиям Ti I в спектре

Солнца и связано, по его мнению, с нарушением локального термодинамического равновесия.

Температуры ионизации $T_и$ находились по формуле, являющейся комбинацией формул Саха и Больцмана,

$$T_и = \frac{3360\,(\chi + \varepsilon_{r+1,\,k} - \varepsilon_{r,i})}{\frac{2}{3}\lg\left(\frac{N_{r,i}}{n_e N_{r+1,k}}\,\frac{g}{g_i}\right) + 10{,}43 + \lg T_и}. \qquad (1)$$

Для определения $T_и$ по этой формуле необходимо найти из наблюдений число атомов одного и того же элемента, находящихся на возбужденных уровнях в двух соседних стадиях ионизации. Такими элементами в атмосфере η Leo являются Fe I и Fe II, V I и V II, Cr I и Cr II, Ti I и Ti II, Mn I и Mn II, Mg I и Mg II.



Фиг. 5. Зависимости температуры от среднего потенциала возбуждения $\bar{\varepsilon}_i$.
$T_{эфф}$ — эффективная температура, T_0 — поверхностная

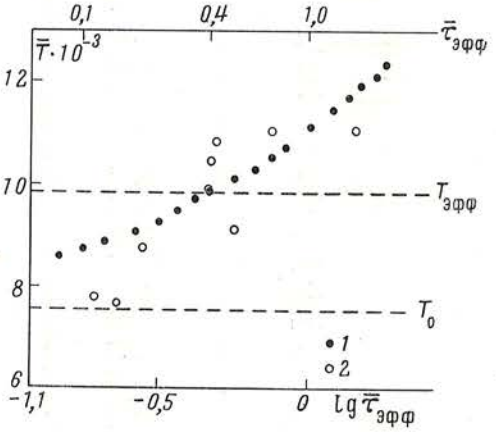
Между температурой возбуждения и температурой ионизации обнаружена корреляция: с ростом одной из этих температур увеличивается и дру-

Таблица 3

Элемент	$\bar{\varepsilon}_i$	Θ	$\bar{\tau}_{eff}$	lg P_e	lgP_r	lgP_g	β	Γ	μ	C_0	$C_0(\beta)$	$T_в$	$\Delta T_в$	$T_и$	$\bar{T}$
Fe I	0,85	0,65	0,14	0,148	1,17	1,40	0,77	1,50	0,90	11	11,9	7 760	1000		7 760
Ti II	1,28	0,664	0,18	0,713	1,22	1,45	0,775	1,50	0,68	12,4	14,1	8 700	1000	6 500	7 600
V II	1,66	0,585	0,22	0,909	1,27	1,50	0,775	1,50	0,82	12,2	13,0	9 000	1300	8 350	8 700
Mn II	3,55	0,485	0,41	1,41	1,39	1,65	0,785	1,50	0,66	14,8	15,8			10 400	10 400
Fe II	3,38	0,466	0,43	1,49	1,40	1,66	0,785	1,50	0,64	15,1	16,6	10 600	500	1 100	10 800
Cr II_1	3,83	0,50	0,50	1,36	1,42	1,69	0,79	1,50	0,66	14,5	15,5	9 700	350	8 200	8 950
Ni II	4,01	0,554	0,50	1,11	1,42	1,69	0,79	1,50	0,72	13,2	14,1			9 100	9 100
Cr II_2	5,30	0,46	0,71	1,525	1,51	1,79	0,79	1,50	0,62	15,7	16,8	11 000	300		11 000
Si II	8,00	0,52	1,15	1,26	1,62	1,92	0,80	1,51	0,68	14,1	15,0	9 700	1050		9 700
Mg II	10,00	0,46	1,50	1,523	1,70	2,02	0,81	1,51	0,62	15,7	16,6	10 500	1500	11 500	11 000

гая. Температура ионизации $T_и$ растет быстрее, чем температура возбуждения $T_в$. ($T_в : T_и$ для Ti составляет 1,34, для Fe — 1,04). После этого температуры $T_в$ и $T_и$ усреднением сведены в среднюю температуру атмосферы ($\overline{T}$). Сведения о $T_в$, $T_и$ и $\overline{T}$ даны в табл. 3, из которой видно, что $T_в$, $T_и$ и $\overline{T}$, найденные по различным элементам, очень сильно различаются между собой. Обнаруживается связь $\overline{T}_в$, $T_и$ и $\overline{T}$ с $\overline{\varepsilon}_i$. Зависимости $T_в$, $T_и$ и $\overline{T}$ от $\overline{\varepsilon}_i$ представлены на фиг. 5. Интересно, что даже отдельно для Fe получается определенная связь $T_и$ с $\overline{\varepsilon}_i$.

В первом приближении можно считать, что найденные нами $\overline{T}$ совпадают с теоретическими значениями, вычисленными Михаласом [15]. Так как каждому значению оптической толщи τ соответствует определенная температура по модели, а $\overline{T}$ соответствует какое-то $\overline{\varepsilon}_i$, то мы можем построить зависимость τ от $\overline{\varepsilon}_i$. Далее из этого графика по известным $\overline{\varepsilon}_i$ снова определим τ, которое будем уже считать эффективной глубиной $\overline{\tau}_{эфф}$ для данного элемента или групп элементов. Сравнение наблюденной зависимости $\overline{T}$ от $\overline{\tau}_{эфф}$ с теоретически вычисленной Михаласом [15[показано на фиг. 6. Разброс точек связан с ошибками наблюдений и грубым определением $\overline{\tau}_{эфф}$.



Фиг. 6. Зависимость средней температуры $\overline{T}$ от эффективной оптической глубины $\overline{\tau}_{эфф}$

1 — теоретические значения температуры; *2* — наблюденные $\overline{T}$

§ 3. ЭЛЕКТРОННОЕ ДАВЛЕНИЕ

Для определения полного числа атомов данного элемента во всех стадиях ионизации необходимо знать электронное давление P_e. Оно вычислялось по линиям водорода и по линиям других элементов, находящихся в двух соседних стадиях ионизации.

Необходимые данные для вычисления $\lg P_e$ по линиям водорода приведены в табл. 4 и графически представлены на фиг. 7. Здесь для каждой линии даются значения $\lg W_\lambda/\lambda\cdot 10^6$, вычисленные нами в [6], и $\lg N_{0,2}H$. Значение $\lg N_{0,2}H$ находилось по методу Унзольда с применением формулы

$$W_\lambda = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{mc^2} f N_{0,2}\, H\,. \tag{2}$$

Штриховая линия есть значение $\lg N_{0,2}H$ с учетом поправки [16] за перекрывание крыльев линий. Для η Leo эта поправка $\delta = 0{,}17$. Максимальное значение числа атомов водорода на втором энергетическом уровне [$\lg(N_{0,2}H)_{макс} = 16{,}40$] определено графически по штриховой кривой фиг. 7.

Кроме того, по $\lg(N_{0,2}H)_{макс}$, R_c и W_λ было определено $\lg n_e$ с помощью обычной формулы

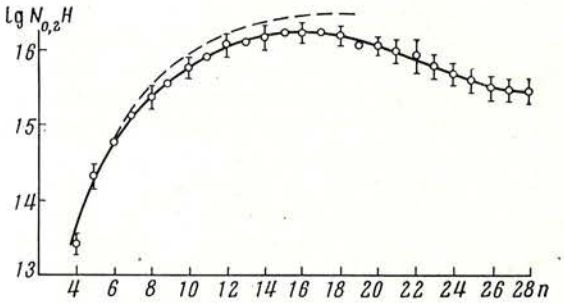
$$W_\lambda^{5/2} = K N_{0,2}\, H n_e \left(\frac{R_c}{0{,}45}\right)^{3/2} \tag{3}$$

для линий H_γ и H_δ. Была учтена поправка за электронное расширение [16]. Для данной звезды эта поправка $\Delta = 0{,}85$.

Таблица 4

Линия	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		$\lg N_{0,2}H$
	Боярчук [6]	Эта работа	Эта работа
H_β	2,96	2,86	13,42
H_γ	2,87	2,99	14,31
H_δ	3,03	2,96	14,76
H_ε	3,05	2,99	15,11
H_8	3,05	2,99	15,36
H_9	3,10	2,99	15,55
H_{10}	3,00	3,02	15,76
H_{11}	3,04	3,00	15,89
H_{12}	3,04	3,02	16,06
H_{13}	3,00	2,92	16,13
H_{14}	2,97	2,88	16,15
H_{15}	2,92	2,81	16,18
H_{16}	2,90	2,77	16,23
H_{17}	2,77	2,62	16,18
H_{18}	2,65	2,48	16,19
H_{19}	2,56	2,36	16,06
H_{20}	2,44	2,29	16,05
H_{21}		2,11	15,95
H_{22}		2,01	15,93
H_{23}		1,79	15,78
H_{24}		1,66	15,67
H_{25}		1,51	15,59
H_{26}		1,34	15,47
H_{27}		1,28	15,47
H_{28}		1,22	15,46

Кроме того, с помощью формулы Инглиса — Теллера (по $n_m = 28$) было найдено $\lg n_e = 12{,}38$.



Фиг. 7. Определение $\lg(N_{0,2}H)_{\text{макс}}$

Вертикальные черточки показывают ошибки наблюдения для данной точки

По формуле Саха определялось $\lg P_e$ по линиям нейтральных атомов и ионов следующих элементов: Fe, Mg, V, Cr, Mn, Ti и Ni. Результаты определения $\lg n_e$ и $\lg P_e$ по линиям водорода и других элементов приведены в табл. 5. Значения $\lg P_e$, найденные по всем элементам, различаются на порядок; это может быть отнесено за счет незначительного количе-

ства линий таких элементов, как Cr, V, Ti и Mg. Поэтому в дальнейшем использовалось значение $\lg P_e$, определенное по линиям железа, как элемента, представленного в спектрах особенно большим числом линий.

Таблица 5

Элемент	$\lg n_e$	$\lg P_e$
H_γ	13,14	
H_δ	13,15	
(H_γ, H_δ)	13,15	1,28
n_m	12,38	
Fe		2,85
Ni		2,86
Mn		2,68
Mg		3,31
Ti		3,61
V		3,76
Cr		3,95

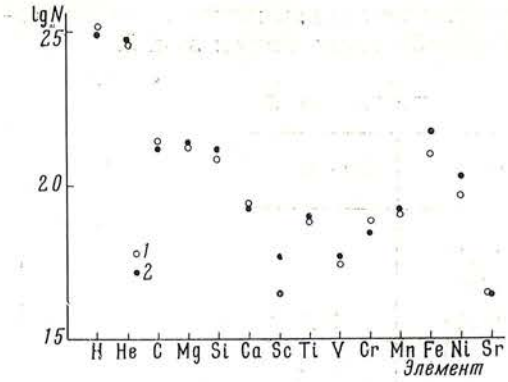
§ 4. ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕРЫ

Определения относительного содержания всех химических элементов, кроме водорода и гелия, основаны на использовании кривой роста. Все эти элементы представлены в спектре изучаемой звезды линиями ионов или нейтральных атомов.

Таблица 6

Элемент	$\lg N$		
	«Стандарт» [17]	Витриченко, Копылов [2]	Эта работа
H	25,25	25,43	24,80
He	24,47	24,93	24,64
C	21,55	21,01	21,06
Mg	21,20	20,66	21,38
Si	20,80	19,39	21,23
Ca	19,50	19,93	19,21
Sc	16,55		17,66
Ti	18,80	18,44	19,05
V	17,35	17,10	17,77
Cr	18,97	18,16	18,35
Mn	19,05	18,88	19,35
Fe	21,05	22,02	21,70
Ni	19,70		20,38
Sr	16,50	16,88	16,47

В связи с высокой температурой в атмосфере этой звезды доля дважды ионизированных атомов существенна. Полное число атомов, находящихся в различных стадиях ионизации, вычислено обычным способом. Полученные результаты нормированы с помощью данных [17], использованных в качестве «стандарта». Основные данные приведены в табл. 6 и на фиг. 8. Сравнение этого определения с определениями [2] и [6] показывает хорошее согласие.



Фиг. 8. Относительный химический состав

1 — «стандартный химический состав»; *2* — для данной звезды

Число атомов гелия на основном энергетическом уровне определялось так же, как для водорода.

§ 5. ТУРБУЛЕНТНЫЕ СКОРОСТИ

В качестве основного метода определения допплеровских движений в атмосфере η Leo служил метод корреляции полуширин и эквивалентных ширин линий, предложенный Су-Шу-Хуангом [18, 19] и усовершенствованный ван де Хевелем [20]. Метод подробно изложен в [5]. Основное достоинство этого метода связано с тем, что одновременно можно определить скорость микро- и макротурбулентных движений.

Для всех восьми групп линий (см. табл. 2) по наблюденным значениям W_λ и $\Delta\lambda_D$ строились графики для сравнения с теоретическими кривыми [20]. Это проиллюстрировано на фиг. 9 для групп III, V и VI. В табл. 2 в столбцах 5 и 6 приведены результаты определений v_t и V_M соответственно. В последнем столбце табл. 2 представлены v_t', найденные из кривой роста. Зависимости v_t и V_M от $\bar{\varepsilon}_i$, приведенные на фиг. 10, показывают изменения обеих скоростей с $\bar{\varepsilon}_i$.

Кроме того, для различных глубин в атмосфере были вычислены скорости звука с учетом и без учета давления излучения. Необходимые данные для вычисления скорости звука представлены в табл. 3. Значения $\lg P_e$ и $\lg P_g$ взяты из [15]. $\lg P_r$ вычислялись по формуле

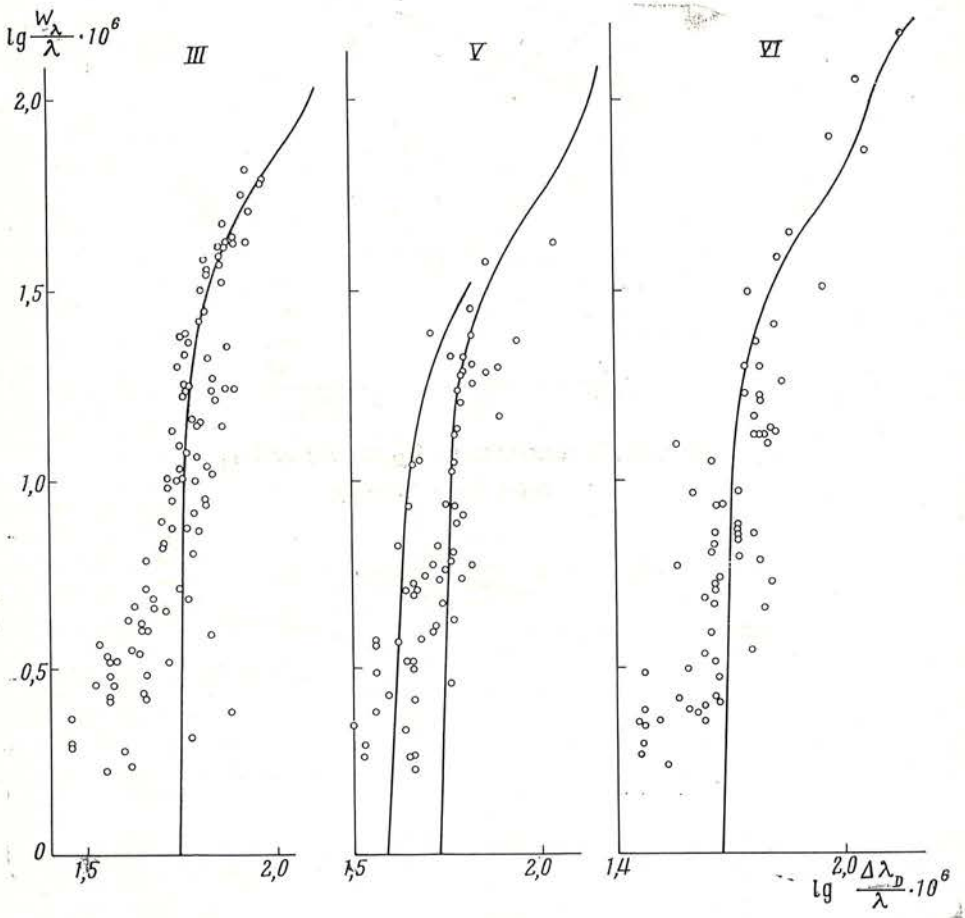
$$P_r = \frac{1}{3} aT^4. \tag{4}$$

Значения параметров β, Г, C_0 и C_0 (β) вычислены с помощью формул, приведенных в [21]. Значение μ вычислено согласно [22]. Зависимость v_t, V_M и C_0 (β) от $\bar{\tau}_{эфф}$ приведена на фиг. 11.

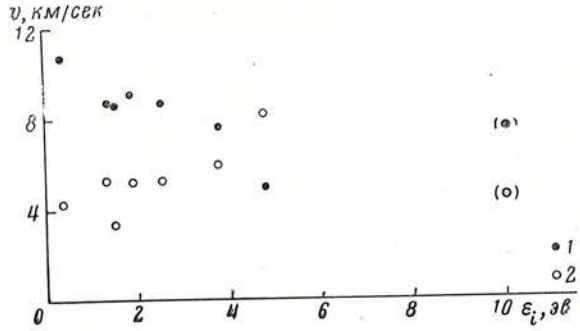
Из графика видно, что v_t уменьшается с глубиной от 10,8 до 6 *км/сек* при уменьшении средней эффективной глубины от $\bar{\tau}_{эфф} \approx 0{,}1$ до $\bar{\tau}_{эфф} \approx 1$. Одновременно V_M увеличивается с глубиной от 4 до 7—8 *км/сек* при таких же $\bar{\tau}_{эфф}$. Поскольку скорость макротурбулентных движений остается меньше, чем скорость микротурбулентных движений, можно предполагать, что V_M не играет значительной роли в расширении линий. Значит, линии в основном расширяются за счет микротурбулентных движений.

Из фиг. 11 видно, что микротурбулентная скорость меньше скорости звука. Даже полная скорость больших и малых вихрей остается меньше скорости звука.

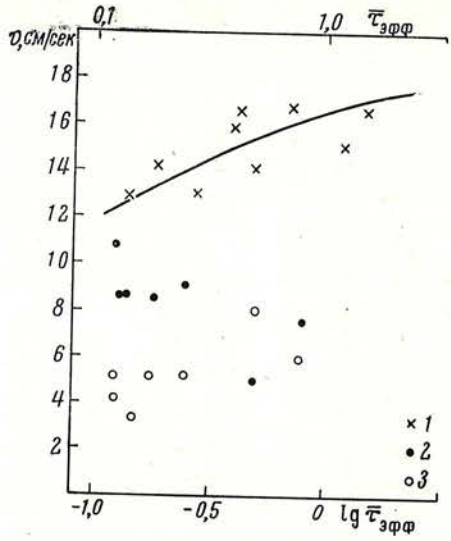
Микротурбулентная скорость быстро возрастает с уменьшением τ и становится близкой к звуковой при $\bar{\tau}_{эфф} \approx 0{,}1$. Это дает основание предполагать, что на этой глубине образуются ударные волны; возмущения газа, создаваемые турбулентностью в вышележащих слоях атмосферы, должны иметь большую амплитуду. Поскольку микротурбулентная скорость осреднена по совокупности вихрей различного масштаба, можно ожидать наличие сверхзвуковых вихрей, которые несут ударные волны.



Фиг. 9. Зависимость ($\lg W_\lambda/\lambda \cdot 10^6$, $\lg \Delta\lambda_D/\lambda \cdot 10^6$) для III, V и VI групп

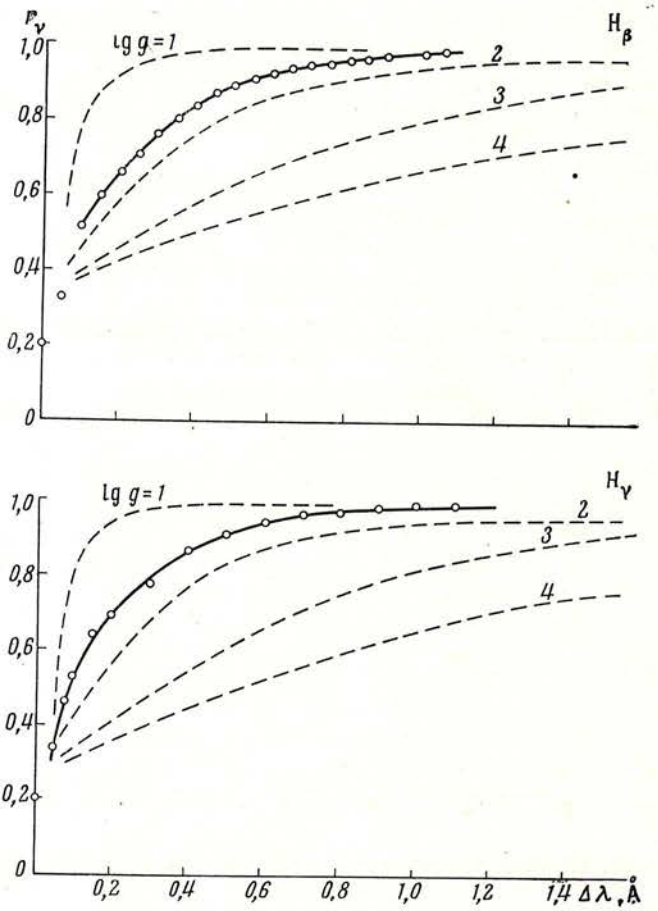


Фиг. 10. Зависимость v_t и V_M от потенциала возбуждения
1 — v_t; 2 — V_M



Фиг. 11. Зависимость v_t, V_M и $C_0(\beta)$ от $\bar{\tau}_{эфф}$

1 — $C_0(\beta)$; 2 — v_t; 3 — V_M



Фиг. 12. Сравнение теоретических и наблюденных контуров водородных линий H_β, H_γ

Штриховые линии — теоретические контуры для различных значений lg g, сплошная кривая с кружками — наблюденная для η Leo

§ 6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УСКОРЕНИЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Предполагается, что атмосферы сверхгигантов характеризуются аномально низкими величинами ускорения силы тяжести g по сравнению с ожидаемыми из динамических соображений [23].

Определение $\lg g$ для изучаемой звезды выполнено тремя путями.

1. Из сравнения теоретических и наблюденных контуров бальмеровских линий. В качестве теоретических контуров H_β и H_γ взяты вычисления из [15]. Сравнение этих контуров приведено на фиг. 12. Результаты их сравнения дают следующие значения: $\lg g(H_\beta) = 1{,}74$, $\lg g(H_\gamma) = 1{,}80$. Ошибки в определении контуров в среднем не превышают 10%.

2. «Динамическим» методом по формуле

$$g_{\text{дин}} = G\frac{\mathfrak{M}}{R^2}, \tag{5}$$

где R — радиус «фотосферы», $\mathfrak{M}$ — масса звезды.

Необходимые для вычисления $\lg g$ значения R и $\mathfrak{M}$ находились следующим образом. Из работы [2] была взята абсолютная звездная величина η Leo $M_v = -5^m{,}85$, а из [24] — эффективная температура звезды A0 ($\Theta_{\text{эфф}} = 0{,}50$) и болометрическая поправка ($\Delta m_{\text{бол}} = -0^m{,}30$). Абсолютная болометрическая величина звезды оказалась равной: $M_{\text{бол}} = M_v + \Delta m_{\text{бол}} = -6^m{,}15$. По известным для η Leo и для Солнца $M_{\text{бол}}$ и $\Theta_{\text{эфф}}$ найден радиус $R_{\eta\,\text{Leo}} = 45\ R_\odot$. С помощью эволюционных треков [25] звезда была приведена к «исходной главной последовательности» (поправка к $\Delta M_{\text{бол}} = 1^m{,}07$). Затем по кривой фиг. 3 из [26] была найдена масса η Leo в единицах солнечной: $\lg \mathfrak{M}_{\eta\,\text{Leo}} = 1{,}07\mathfrak{M}_\odot$. В результате $\lg g_{\text{дин}} = 2{,}25$. Ошибка определения этим методом ускорения силы тяжести в атмосфере звезды составляет 20—30%.

3. С помощью формулы [27]

$$g_{\text{эфф}} = \frac{4P_e}{m_{\text{H}}\Sigma NH\mu}, \tag{6}$$

где P_e — электронное давление, m_{H} — масса водородного атома, μ — молекулярный вес. Результаты определений приведены в последних строчках табл. 7. Из таблицы видно, что $\lg g(H_\beta) < \lg g(H_\gamma) < \lg g_{\text{дин}} < \lg g_{\text{эфф}}$. Таким образом, значения $\lg g$, определенные по контурам, немного меньше значения, определенного «динамическим» методом.

Таблица 7

Параметр	Боярчук [6]	Витриченко, Копылов [2]	Витриченко, Малов [1]	Эта работа
$\lg (N_{0,2}H)_{\text{макс}}$	16,45	16,49		16,40
R_c	0,85	0,69		0,83
v_t, *км/сек*	12	12		9,1
$\lg n_e(n_m)$	12,72	12,36		12,38
$\lg n_e(\text{H})$		13,82		13,15
$\overline{T}_{\text{в}}$, *град*	9400	9800	9500	9700
$\overline{T}_{\text{и}}$, *град*			9000	9950
$\lg P_e(\text{Fe})$		2,72		2,85
$\lg P_e(\text{Mg})$		2,21		3,31
$\lg g(H_\beta)$				1,74
$\lg g(H_\gamma)$			1,68	1,80
$\lg g\overline{(H_\beta,\ H_\gamma)}$				1,77
$\lg g_{\text{дин}}$				2,25
$\lg g_{\text{эфф}}$				2,92

В табл. 7 также приведены значения $\lg g(H_\gamma)$ из [1]. Меньшее значение $\lg g(H_\gamma)$, полученное в [1], можно объяснить тем, что использованная в [1] модель де Ягера более грубая, чем взятая нами модель Михласа [15].

В табл. 7, кроме того, приведены для сравнения некоторые параметры, найденные нами и в [1, 2, 5]. Очень хорошее согласие получается для $T_в$, $T_и$, $\lg P_e(Fe)$ и $\lg (N_{0,2}H_{макс})$. Общая турбулентная скорость, полученная нами, на 3 *км/сек* ниже, чем в указанных работах. Это, по-видимому, является следствием использования нами спектрограмм с высокой дисперсией.

ВЫВОДЫ

1. Обнаруживается увеличение температуры возбуждения $T_в$, температуры ионизации $T_и$ и средней температуры $\overline{T}$ с потенциалом возбуждения.
2. Никаких аномалий в химическом составе не обнаружено.
3. Скорости микротурбулентных движений v_t уменьшаются, а скорости макротурбулентных движений V_M (конвективное движение) увеличиваются с глубиной.
4. Скорость звука $C_0(\beta)$ с глубиной увеличивается и все время остается больше скоростей малых и больших вихрей.
5. Ускорение силы тяжести $\lg g$, найденное «динамическим» методом, незначительно больше, чем найденное сравнением контуров водородных линий.

В заключение приношу благодарность И. М. Копылову за предоставление полученных им спектрограмм η Leo, за ценные советы и обсуждение результатов работы. Благодарю О. П. Голландского за обсуждение результатов.

Май 1966 г.

Литература

1. Э. А. Витриченко, И. Ф. Малов. Астрон. ж., 1964, **41**, № 4, 637.
2. Э. А. Витриченко, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **27**, 241.
3. О. П. Голландский, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **28**, 3.
4. С. К. Зейналов, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **36**, 155.
5. Б. П. Абражевский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 331.
6. А. А. Боярчук. Астрон. ж., 1959, **36**, 766.
7. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949.
8. В. К. Прокофьев, Е. И. Никонова, П. Ф. Груздев, М. С. Фриш. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **31**, 281.
9. М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **21**, 234.
10. O. Roder. Z. Astrophys., 1962, **55**, 38, N 1.
11. K. Kohl. Z. Astrophys., 1964, **60**, N 2, 115.
12. B. Tatum. Comm. Univ. London, 1961, N 41.
13. Ch. H. Corliss, W. R. Bozman. National Bureau of standards Monograph., 1962, N 53.
14. C. W. Allen, Ch. H. Corliss. Monthly. Notices Roy. Astron. Soc., 1963, **126**, N 1, 37.
15. D. Mihalas. Astrophys. J. Suppl. Ser., 1965, N 92, 321.
16. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **35**.
17. А. А. Боярчук. Вопросы космогонии, 1960, 7, 217.
18. S. S. Huang, O. Struve. Astrophys. J., 1952, **116**, 410.
19. S. S. Huang, O. Struve. Astrophys. J., 1955, **121**, 84.
20. E. P. J. van de Heuvel. Bull. Astron. Netherl., 1963, **17**, 148.
21. О. П. Голландский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **32**, 127.
22. A. Roza. Z. Astrophys., 1948, **25**, 1.
23. Э. Р. Мустель. Звездные атмосферы, Гостехиздат, 1960, стр. 328.
24. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **30**, 69.
25. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 286.
26. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **32**, 88.
27. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 54.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В АТМОСФЕРАХ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. II. AO Cas

Т. С. Галкина

По 105 спектрограммам, полученным с ноября 1963 по февраль 1964 г. и с августа 1964 по февраль 1965 г. с дисперсией 37 Å/*мм* в области λλ 4950—3600 Å проведен анализ спектра затменно-двойной системы AO Cas. Из измерений дифференциальных смещений линий в спектрах главной и вторичной компонент по отношению к линиям межзвездного кальция H и K Ca II определены лучевые скорости компонент: $K_1 = \mp 220$ *км/сек*, $K_2 = \mp 160$ *км/сек*.

По линиям поглощения в спектре главной компоненты найдены изменения ее спектрального класса с фазой от O9,1 до O8,0. Спектральный класс вторичной компоненты оценен, как O7,2.

По относительным интенсивностям линий He I, He II и H I в спектрах обеих компонент определена разность их блеска, $\Delta m = 0^m.32$ (по линиям He I и He II) и $0^m.65$ (по линиям H I).

По линиям водорода найдены абсолютные величины компонент: $M_{vI} = -5^m.3$, $M_{vII} = -4^m.7$. Система AO Cas по своим физическим характеристикам располагается у нижней границы главной последовательности на диаграмме H — R для звезд O и B. Эквивалентные ширины линий поглощения в спектрах обеих компонент показывают значительные колебания в моменты элонгаций.

AN INVESTIGATION OF PHYSICAL CONDITIONS IN THE ATMOSPHERES OF EARLY TYPE CLOSE BINARIES. II. AO Cas, by *T. S. Galkina*.— The spectrum of the close binary AO Cas is analyzed on the basis of 105 spectrograms obtained with a dispersion of 37 A/mm in the region λλ 4950—3600 A during November 1963 — February 1964 and August 1964 — February 1965. The radial velocities of the components $K_1 = \mp 220$ km/sec and $K_2 = \mp 160$ km/sec are determined from measurements of the differential line shifts in the spectra of the primary and secondary components relative to the H and Ca II interstellar calcium lines.

The measurements of absorption lines show that the spectral type of the primary varies with phase from 09.1 to 08.0. The spectral type of the secondary component is estimated as 07.2. The brightness difference between the components $\Delta m = 0^m.32$ as derived from relative intensities the He I and He II lines and $0^m.65$ from the H I lines. The absolute magnitudes of the components determined from the hydrogen lines are $M_{vI} = -5^m.3$ and $M_{vI} = -4^m.7$.

According to its physical characteristics the AO Cas binary system is located at the lower boundary of the MS of O and B stars in the H—R diagram. The equivalent absorption line widths in the spectra of both components show considerable variations at elongation.

§ 1. ОБЗОР ДАННЫХ ПО AO Cas

AO Cas входит в программу исследования как одна из массивных систем, обе компоненты которой являются подобными субгигантами спектрального класса O9 III в системе MK. В 1916 г. была обнаружена переменность лучевой скорости этой системы. С тех пор она интенсивно изучалась фотометрически, а также спектроскопически. Фотометрическому исследо-

ванию посвящены работы Гутника [1], Стеббинса [2], Гутника и Павела [3], Гюссов [4], Беннетт [5], Горака [6], Вуда [7]. Спектроскопические исследования проводились Адамсом и Штрембергом [8], Пирсом [9], Струве и Гораком [10]. Кроме этого, АО Cas исследовалась спектрофотометрически А. Н. Дадаевым [11] в непрерывном спектре и Петри [12] в линейчатом спектре.

Фотометрические наблюдения блеска АО Cas, выполненные перечисленными авторами, показывают, что кривая блеска имеет два почти одинаковых минимума и максимума. Блеск системы непрерывно изменяется от главного ко вторичному минимуму; амплитуда изменения блеска составляет около $0^m.2$. Вид кривой блеска говорит о том, что система состоит из двух звезд почти одинаковых размеров и яркостей, сильно вытянутых друг к другу, частично затмевающихся.

Более внимательное рассмотрение кривых блеска, полученных авторами в разное время, указывает на то, что кривая блеска изменяется от одной эпохи к другой и имеет ряд особенностей. К числу последних можно отнести асимметрию кривой, различие высот главного и вторичного максимумов, а также различие глубин I и II минимумов.

Спектрофотометрическое исследование, выполненное А. Н. Дадаевым, показало, что наряду с наблюдающимся различием высот максимумов имеется зависимость высоты максимумов от длины волны. С уменьшением длины волны кривые блеска, полученные в разных длинах волн, становятся более симметричными: разность Максимум I — Максимум II уменьшается. Замечено также, что глубины минимумов уменьшаются с длиной волны. Выявленные особенности кривых блеска авторы объясняют наличием потоков газовых масс в системе, подобно потокам в системе β Lyr и др.

В этой связи очень интересно и важно количественное спектроскопическое исследование АО Cas, а именно поиски особенностей в спектре и их связи с поведением кривой блеска. Выполненные до сих пор спектроскопические исследования носили односторонний характер, имели целью получение кривой скорости компонент и орбиты и давали лишь описание спектра. Наиболее полным считалось спектроскопическое исследование АОCas, выполненное в 1926 г. Пирсом [9]. Имея 34 спектрограммы с дисперсией 49 и 29 Å/*мм* у H_γ, он оценил интенсивности 33 линий поглощения (в области λ4922 He I до λ3934) в произвольной шкале и по отношению интенсивностей линий

$$\frac{\lambda 4471\,\mathrm{He\,I}}{\lambda 4541\,\mathrm{He\,II}} = 2{,}33,\ \frac{\lambda 4541\,\mathrm{He\,II}}{\lambda 4341\,\mathrm{H}_\gamma} = 0{,}28,\ \frac{\lambda 4088\,\mathrm{Si\,IV}}{\lambda 4097\,\mathrm{N\,III}} = 1{,}35$$

оценил спектральный класс компонент, как O8,5. Спектрограммы, полученные им, показали, что линии в спектре главной компоненты в 2,6 раза интенсивнее линий в спектре вторичной компоненты, интенсивность последних меняется с фазой.

Спектроскопическое исследование этой системы, выполненное Струве и Гораком в 1949 г., не добавило чего-нибудь существенного. На основании 183 спектрограмм с дисперсией 40 Å/*мм* у λ 3933 авторы получили кривую лучевых скоростей главной компоненты. Эта кривая, почти симметричная, согласуется с кривой, полученной Пирсом, но значение полуамплитуды (170 *км/сек*) изменения лучевой скорости вторичной компоненты оказалось сильно отличающимся от значения 235 *км/сек*, полученного Пирсом. Как и Пирс, авторы указывают на переменность интенсивности линий вторичной компоненты с фазой.

Маннино [13], анализируя все фотоэлектрические наблюдения, выполненные с 1914 по 1957 г., получил постоянный период изменения блеска и лучевой скорости, равный $3^d.5234769$. На основании 79 новых спектрограмм, полученных с декабря 1955 по 1957 г., он приходит к заключению,

что интенсивность линий поглощения, лучевые скорости вторичной компоненты и орбита главной компоненты с эксцентриситетом 0,027 согласуются с результатами Струве и Горака. Маннино удалось со вновь определенным периодом свести в одну кривую оценки лучевых скоростей из ранее опубликованных работ. В выполненных спектроскопических исследованиях не делалось попыток сопоставить их результаты с фотометрическими.

В настоящей работе, как указано в [14], ставится задача получить количественные оценки некоторых физических параметров атмосфер компонент АО Cas на основе изучения спектров и сравнить их с результатами, которые получаются из фотометрических исследований системы.

§ 2. СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ АО Cas В 1963—1965 ГОДАХ

С ноября 1963 по февраль 1964 г. и с августа 1964 по февраль 1965 г. получено 105 спектрограмм с дисперсией 37 Å/*мм* в области λλ4950—3600 Å на пластинках Kodak 103a-O с помощью дифракционного спектрографа на 1220-*мм* рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории. Данные наблюдений приведены в табл. 1. Фазы для всех наблюдений вычислялись по формуле $T_{\Omega} = \text{J.D.}2432923{,}126 + 3^{d}{,}52348 \cdot E$, выведенной Маннино [13].

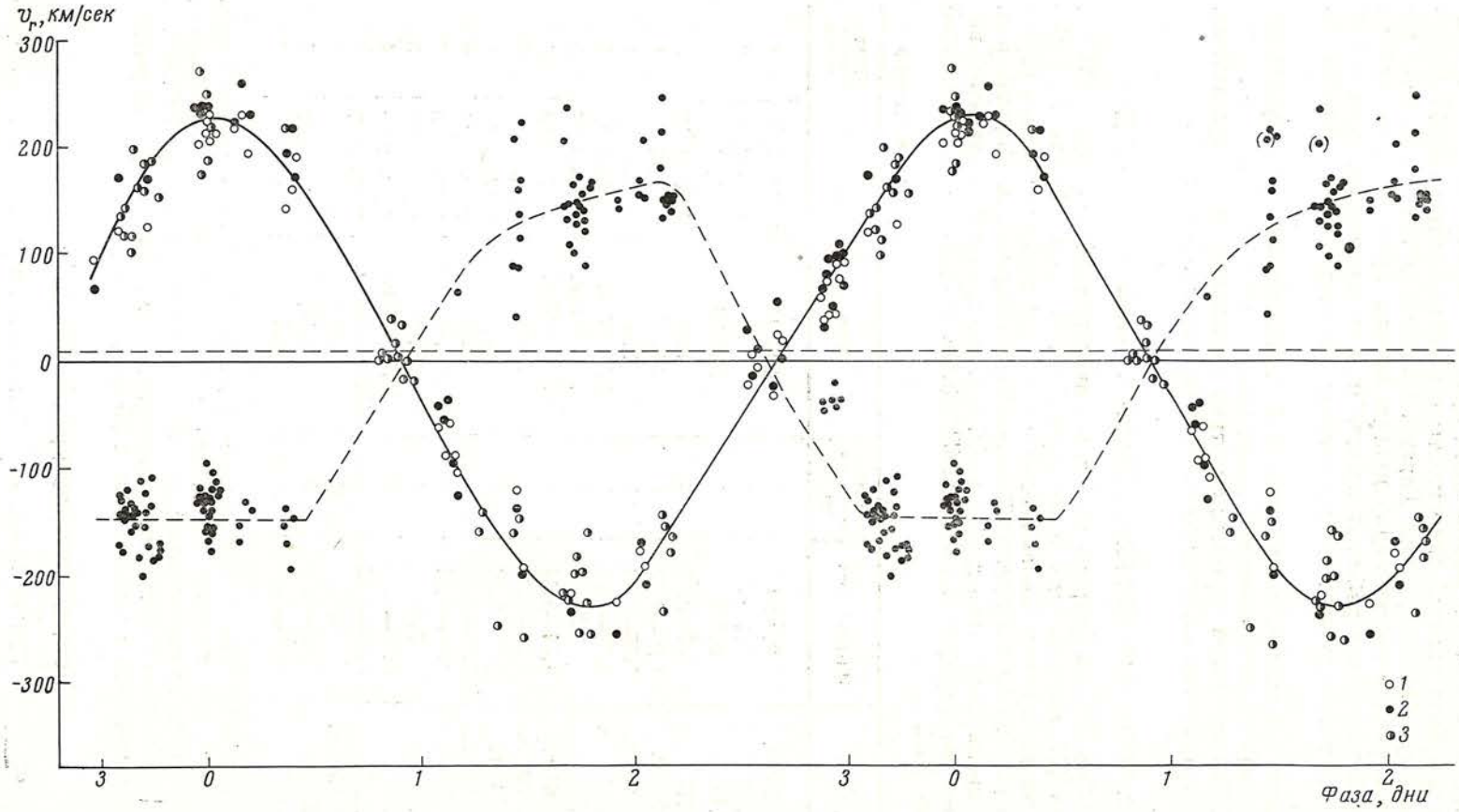
Таблица 1

Дата	Интервал фаз	Число спектрограмм	Дата	Интервал фаз	Число спектрограмм
1.XI 1963 г.	$0,^{d}128$	1	29.XII	$1,^{d}15$—$1,^{d}18$	4
15.XI	0,152	1	16.X	1,27—1,28	2
16.IX	0,194	1	17.VIII	1,35	1
3.XII	$0,^{d}37$—$0,^{d}40$	3	9.X	1,44—1,47	3
1.I 1964 г.	1,09—1,15	4	25.IX	1,67	1
27.XI 1963 г.	1,45—1,46	3	2.X	1,69	1
17.XI	1,92—2,05	3	2.I 1965 г.	1,65—1,73	4
22.IX	2,53	1	3.XI 1964 г.	1,72—1,77	5
6.I 1964 г.	2,54—2,56	2	4.IX 1964 г.	1,77—1,79	2
14.XI 1963 г.	2,65—2,68	3	22.IX	2,13—2,24	6
7.II 1964 г.	2,89—2,92	2	29.IX	2,13—2,16	3
10.X 1963 г.	2,88—2,91	3	30.IX	3,09—3,14	4
2.XII	2,94—2,97	3	16.IX	3,14—3,15	2
3.X	3,05	1	23.IX	3,16—3,23	5
29.XI	3,45—0,02	3	14.I 1965 г.	3,07—3,22	4
22.XII	3,50—0,03	4	17.XII 1964 г.	3,25—3,27	3
13.VIII 1964 г.	0,88	1	4.X	3,49—3,50	2
19.X	0,80—0,89	5	3.XII	3,46—3,51	4
11.XII	0,90—0,96	4	22.X	0,36	1

Для фотометрической обработки полученные спектрограммы были прокалиброваны при помощи сплошного спектра от лампы накаливания, полученного через ступенчатый ослабитель на спектрографе ИСП-51. С помощью регистрирующего микрофотометра типа Молля получены регистрограммы спектров с увеличением в 25 раз.

§ 3. КРИВЫЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

Для получения лучевых скоростей были, как и в работе [14], измерены дифференциальные смещения центров линий водорода λλ4101,74 (H_{δ}), 3889,05 (H_8), 3835,39 (H_9), 3797,90 (H_{10}), гелия λλ4026,25 (He I), 3819,70



Фиг. 1. Кривые лучевых скоростей главной (сплошная линия) и вторичной (штриховая) компонент

Для главной компоненты даны значения: *1* — измеренные по линиям водорода; *2* — гелия по наблюдениям 1964—1965 гг.; *3* — средние из измерений линий водорода и гелия по наблюдениям 1963—1964 гг.

(He I) и Si IV λ4088,86 в спектре главной компоненты по отношению к линиям межзвездного кальция λ3969,261 (H Ca II) и λ3933,664 (K Ca II) для всех фаз наблюдений. Измеренные дифференциальные смещения указанных линий нанесены на график в функции фазы (фиг. 1). Значения v_r для вторичной компоненты были получены из измерений смещений центров спектральных линий вторичной компоненты по отношению к соответствующим центрам линий в спектре главной. Для измерений использовались линии H I λ4861,33 (H_β), λ4340,468 (H_γ), λ3889,051 (H_8), λ3835,386 (H_9), λ3797,900 (H_{10}); He I λλ4471,477, 4026,189 и 3819,61.

Как видно из фиг. 1, кривые v_r для главной и вторичной компонент несколько различаются и по амплитуде, и по форме. Значение полуамплитуды $K_2 = \mp 160$ *км/сек* меньше $K_1 = \mp 220$ *км/сек*. В интервале фаз, соответствующем удалению вторичной компоненты, ее лучевая скорость непрерывно возрастает от момента соединения почти до следующего соединения (правда, с большим разбросом точек около среднего значения). В интервале фаз, соответствующем приближению вторичной компоненты, ее скорость почти не меняется на протяжении 0,8 дня. γ-скорости обеих компонент, полученные как средние из всех измерений, если и различаются, то очень немного (не более 10 *км/сек*, $\gamma_2 = \gamma_1 + 10$ *км/сек*). Полученные кривые дали возможность установить, что моменты максимального разделения центров линий в спектрах компонент соответствуют интервалам фаз: $3^d_{,}35 - 0^d_{,}30$ (главная компонента имеет максимальную положительную скорость) и $1^d_{,}45$—2,15 (главная компонента имеет максимальную отрицательную скорость).

§ 4. ИНТЕНСИВНОСТЬ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРАХ КОМПОНЕНТ AO Cas

В спектре главной компоненты AO Cas наблюдается свыше 60 линий поглощения H I, He II, He I, O III, O II, N III, C III, Si III, Si IV. Для каждой фазы наблюдения были оценены эквивалентные ширины W_λ всех линий по обычной методике. Как и в работе [14], W_λ оценивалась как для главной, так и для вторичной компонент для тех фаз, когда спектральные линии в спектрах компонент были максимально разделены (моменты элонгаций, соответствующие максимуму блеска системы и максимальной разности скоростей на кривой v_r). Для промежуточных фаз и соединений (моменты минимального блеска системы), когда центры соответствующих линий в спектрах компонент совпадают, оценивались эквивалентные ширины W_λ результирующего профиля. Наблюденные значения $(W_\lambda)_{\text{набл}}$ для различных фаз представлены в табл. 2. Столбец 1 таблицы — длина волны, столбец 2 — элемент, столбцы с 3-го по 46-й — наблюденные эквивалентные ширины линий для различных фаз. В последней строчке в скобках указано число спектрограмм.

На основании полученных эквивалентных ширин линий поглощения была проведена классификация спектров обеих компонент в различные фазы. Для спектральной классификации выбраны 12 критериев из работы И. М. Копылова [15].

1) $\dfrac{\lambda 4471\,\text{He I}}{0{,}5\,(\lambda 4542 + \lambda 4200)\,\text{He II}}$, 2) $\dfrac{\lambda 3820\,\text{He I}}{0{,}5\,\text{He II}}$,

3) $\dfrac{\lambda 4649\,\text{C III}}{0{,}5\,\text{He II}}$, 4) $\dfrac{\lambda 4026\,\text{He I}}{0{,}5\,\text{He II}}$,

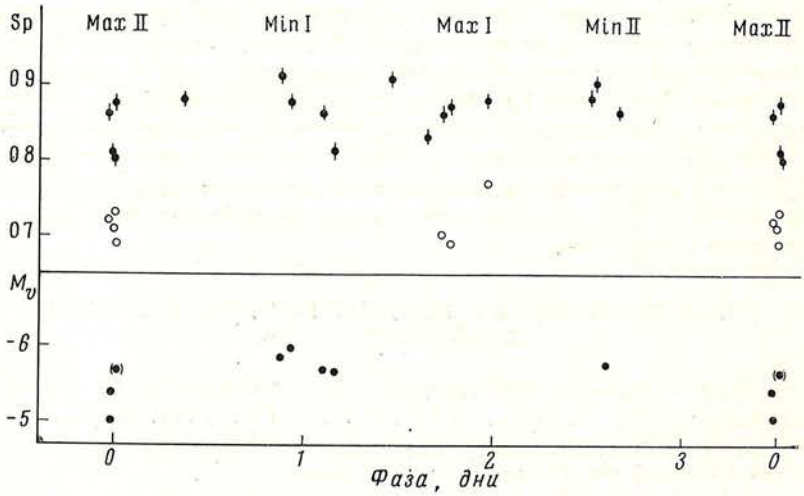
5) $\dfrac{(\lambda 4116 + \lambda 4089)\,\text{Si IV}}{9{,}5\,\text{He II}}$, 6) $\dfrac{(\lambda 4144 + \lambda 4009)\,\text{He I}}{0{,}5\,\text{He II}}$,

7) $\dfrac{(\lambda 4379 + \lambda 4097)\,\text{N III}}{0{,}5\,\text{He II}}$, 8) $\dfrac{\lambda 4388\,\text{He I}}{0{,}5\,\text{He II}}$,

$$9)\ \frac{(\lambda4574+\lambda4567+\lambda4552)\ \mathrm{Si\ III}}{(\lambda4379+\lambda4097)\ \mathrm{N\ III}},\qquad 10)\ \frac{(\lambda4574+\lambda4567+\lambda4552)\ \mathrm{Si\ III}}{(\lambda4116+\lambda4089)\ \mathrm{Si\ IV}},$$

$$11)\ \frac{(\lambda4574+\lambda4567+\lambda4552)\ \mathrm{Si\ III}}{\lambda3962\ \mathrm{O\ III}},\qquad 12)\ \frac{(\lambda4574+\lambda4567+\lambda4552)\ \mathrm{Si\ III}}{\lambda4649\ \mathrm{C\ III}}.$$

Результаты классификации приведены в табл. 3 и показаны на фиг. 2. Как показывают таблица и фигура, спектральный класс главной компоненты изменяется от O 8,0 до O 9,1. Обращает на себя внимание плавное изменение спектрального класса в интервале фаз от $0^d,80$ до $1^d,18$, соответствующем моменту прохождения вторичной компоненты впереди главной. Это изменение спектрального класса от O 9,1 до O 8,0 можно считать реальным, обусловленным наложением более раннего спектра вторичной компоненты. Ошибка определения спектрального класса, как показано на фиг. 2



Фиг. 2. Изменения спектрального класса главной компоненты с фазой.
Кружки соответствуют спектральному классу, найденному для вторичной компоненты. Внизу показаны оценки M_v в разных фазах

(вертикальные черточки), не превышает 0,2 спектрального подкласса. В противоположном соединении (интервал фаз $2^d,53$—$2^d,69$) средняя оценка спектрального класса по трем датам — O8,8. В элонгациях спектральный класс главной компоненты оценивается близким к O8,55, вторичной — O7,2 (табл. 3, столбец 6). В столбце 8 табл. 3 приведены оценки спектрального класса AO Cas в моменты соединений, полученные по системе двухмерной классификации П. Ботто и М. Хак [16]. Эта система дает оценку спектрального класса с точностью до 0,5 спектрального подкласса и класс светимости. Полученные таким образом оценки спектрального класса находятся в согласии с нашими. Класс светимости в этой системе определяется, как I—II.

Оценки спектрального класса в разных фазах указывают на то, что интенсивность линий поглощения в спектрах компонент не остается постоянной. Проведенный анализ эквивалентных ширин линий в сложном спектре AO Cas позволяет сделать следующие выводы.

1. Не наблюдается резкого ослабления или усиления линий поглощения в спектре вторичной компоненты в одной из элонгаций, как это отмечалось авторами работ [8, 9, 10, 13]. Замечены одновременные (у главной и вторичной компоненты) усиления или ослабления наблюденных эквивалентных ширин линий поглощения H I, He I, He II (фиг. 3, *а*, *б*).

Таблица 2 (I)

λ, Å	Элемент	Фаза													
		d 0,84	d 0,93	d 1,12	d 1,16	d 1,40		d 1,45		d 1,69		d 1,74		d 1,78	
		W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
4921,93	He I	0,35	0,59	0,33	1,36:					1,21	(I+II)	0,53:		0,65	(I+II)
4861,33	H_β , He II	2,00	1,62	1,95	2,14	1,63	0,60			1,79	1,04	1,29	1,04	1,20	0,86
4713,37	He I	0,25	0,27	0,28	0,25	0,13	0,07	0,33		0,31	(I+II)	0,21	0,08	0,42	(I+II)
4685,68	He II	0,40	0,52	0,41	0,54	0,29	0,33	0,30	0,19	0,54	(I+II)	0,14		0,56	
4676,23	O II	0,07	0,04	0,08	0,09					0,08					
4661,64	O II	0,04	0,12	0,06	0,10					0,07		0,08		0,04	
4654,14	Si IV	0,07		0,11								0,08			
4649,2	C III, O II	0,60	0,56	0,53	0,79	0,44:	0,18	0,55	0,11	0,60		0,21		0,29	
4641,90	O II, N III		0,10	0,09	0,16					0,13					
4640,64	N III	} 0,21										} 0,24			
4634,16	N III														
4631,38	Si IV	0,07	0,04		0,10					0,11					
4574,8	Si III	0,09	0,12	0,17	0,09	0,09				0,15		0,07	0,04	0,06	
4567,87	Si III	0,10	0,10	0,09	0,11	0,13				0,22		0,13	0,07	0,04	
4552,65	Si III, N II	0,19	0,12	0,12	0,27	0,08				0,13:		0,12	0,04	0,14	
4546,36	N III	0,04													
4541,59	He II	0,26	0,45	0,37	0,66	0,16	0,20	0,26	0,22	0,41	0,26	0,29	0,25	0,18	0,22
4535,1	N III	0,12		0,09:	0,10							0,12			
4523,60	N III	0,09	0,06		0,03										
4518,18	N III	} 0,26	} 0,23	} 0,23	} 0,44			} 0,53		} 0,43	0,28	} 0,29	0,19	} 0,25	0,18
4514,89	N III			0,13											
4510,92	N III														
4481,33	Mg II	0,20	0,10	0,10	0,15			0,22		0,18		0,09	0,12	0,12	
4471,69	He I	0,96	0,71	0,88	1,26	0,64	0,31	0,52	0,43	0,71	0,27	0,63	0,34	0,44	0,25

Таблица 2 (I) (продолжение)

λ, Å	Элемент	Фаза													
		d 0,84	d 0,93	d 1,12	d 1,16	d 1,40		d 1,45		d 1,69		d 1,74		d 1,78	
		W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
4437,50	He I	0,10	0,17	0,12	0,16	0,08		0,12							
4387,93	He I	0,31	0,32	0,30	0,50	(0,60)	(0,34)	0,17	0,05	0,18	0,15	0,18	0,12	0,44	0,52
4379,09	N III	0,15	0,16	0,12	0,20	(0,36)	(0,30)	0,11		0,11	0,15	0,18	0,08	0,18	
4350,5	O II	0,49	0,48	0,37	0,36										
4340,47	H_γ, He II	1,65	1,57	1,89	1,86	1,32	0,99 *	1,12	1,19	1,68	1,24	1,40	1,00	1,17	0,98
4325,8	C III, O II	0,12		0,14		0,12		0,20		0,38	(I+II)	0,23	0,23	0,20	0,21
4199,83	He II, N III	0,24	0,26	0,36	0,53	0,29	0,09	0,38	0,17	0,09		0,05		0,03	
4195,70	N III	0,04								0,30		0,10		0,05	
4187,05	C III	0,09	0,12	0,16	0,24	0,08		0,06		0,23	0,15	0,12		0,05	
4168,97	He I	0,10	0,08	0,18	0,30							0,10			
4162,80	C III	0,05		0,17	0,14	0,06		0,08				0,08			
4156,54	C III, O II	0,08			0,12										
4143,76	He I	0,33	0,30	0,33	0,41	0,33		0,17		0,30	0,08	0,26	0,12	0,38	0,18
4120,81	He I	0,17	0,18	0,26	0,30	0,23		0,20		0,32		0,18		0,21	
4116,10	Si IV	0,26	0,21	0,29	0,36	0,20		0,29		0,26		0,20		0,20	
4103,37 4101,74	N III H_δ	1,82	1,71	1,95	2,28	1,90	(I+II)	2,04	(I+II)	2,18	(I+II)	1,77	(I+II)	1,47	(I+II)
4097,36	N III	0,32	0,42	0,33	0,42	0,30		0,30		0,50		0,33		0,27	
4088,86	Si IV	0,45	0,41	0,46	0,40	0,30		0,26	0,18	0,46	0,14	0,28		0,23	
4069,5	C III, O II	0,24	0,38	0,40	0,34	0,30	0,15	0,16		0,20	0,16	0,17	0,17	0,23	
4026,36	He I, He II	0,61	0,55	0,66	0,71	0,65		0,48	0,30	0,59	0,20	0,41	0,17	0,52	0,30
4009,27	He I	0,18	0,23	0,20	0,20	0,14		0,13	0,09	0,14	0,17	0,20	0,12		
3968,47 3970,07	Ca II, H H_ε, H II	1,52	1,45	1,82	1,63	1,89		1,71		1,60		1,64		1,08	

Таблица 2 (I) (продолжение)

λ, Å	Элемент	Фаза													
		d 0,84	d 0,93	d 1,12	d 1,16	d 1,40		d 1,45		d 1,69		b 1,74		d 1,78	
		W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
3964,73	He I	0,17	0,21	0,25	0,21	0,17		0,32		0,18		0,17		0,13	
3961,59	O III	0,14	0,15	0,14	0,23	0,14				0,15		0,09		0,09	
3933,6	Ca II K	0,36	0,36	0,42	0,46	0,41		0,34		0,44		0,35		0,38	
3926,53	He I	0,09	0,18	0,18	0,35	0,23		0,19	0,14	0,18	0,12	0,20	0,11	0,32	0,25
3923,47	He II	0,17		0,15											
3889,05	H_8, He I	1,47	1,42	,40	1,64	2,08	(I+II)	1,63	(I+II)	1,50	(I+II)	1,32	(I+II)	0,99	(I+II)
3882,2	O II			0,11						0,20		0,14		0,07	
3878,2	He I	0,10	0,09	0,09	0,14					0,09		0,14			
3871,82	He I	0,09	0,17	0,14	0,15					0,12		0,14		0,05	
3867,5	He I	0,09	0,20	0,11	0,14			0,12		0,20		0,17		0,06	
3858,07	He II	0,06	0,12		0,12			0,12		0,12		0,18			
3835,39	H_9	1,25	1,28	1,49	1,42	1,43	(I+II)	1,57	(I+II)	1,33	(I+II)	1,34	(I+II)	1,19	(I+II)
3819,76	He I	0,46	0,44	0,49	0,51	0,53	0,23	0,48	0,32	0,54		0,35	0,12	0,22	0,08:
3813,50	He II														
3806	He I, Si III	0,14				0,08		0,12							
3797,90	H_{10}	1,16	0,99	1,40	1,23	1,21	(I+II)	1,29	(I+II)	0,96	0,61	1,25	(I+II)	0,98	0,48
3791,41	O III	0,23	0,21	0,29	0,12	0,14				0,18		0,15		0,15	
3770,63	H_{11}	0,99	0,99	0,92	0,97	1,00	(I+II)	0,80	(I+II)	1,30	(I+II)	1,04	(I+II)	0,99	
3759,87	O III	0,19	0,26	0,30	0,23	0,14		0,28		0,24		0,21		0,41	
3754,67	O III, N III	0,21		0,21	0,17	0,17		0,27		0,15		0,15		0,25	

Таблица 2 (I) (окончание)

λ, Å	Элемент	Фаза													
		d 0,84	d 0,93	d 1,12	d 1,16	d 1,40		d 1,45		d 1,69		d 1,74		d 1,78	
		W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
3750,15	H_{12}	0,50	0,58	0,61	0,56	0,31	(I+II)	0,35		0,61		0,43	0,29:	0,50	
3734,37	H_{13}	0,41	0,40	0,58	0,44	0,19		0,33		0,38		0,42		0,25	0,09
3721,94	H_{14}	0,18	0,21	0,26	0,24	0,14		0,29		0,29		0,15		0,25	0,12
3711,97	H_{15}	0,23	0,20	0,26	0,33	0,18		0,34		0,14		0,21		0,27	
3705,14	He I	0,35	0,32	0,47	0,27	0,24		0,25		0,21		0,24		0,38	
3703,86	H_{16}	0,12													
3698,70	O III	0,11	0,09	0,20	0,17	0,09				0,12		0,08		0,12	
3695,37 }	O III	0,08	0,07	0,15	0,20	0,08				0,14		0,11		0,06	
3694,22 }	Ne II														
3664,09	Ne II	0,11	0,18	0,14	0,14	0,17				0,10		0,11		0,11	
3634,37	He I	0,19	0,24	0,38	0,24	0,14		0,34:		0,28:		0,18		0,12	
3613,64	He I	0,15	0,15	0,26		0,18		0,33:				0,12		0,12	
		(4)	(4)	(4)	(4)	(3)		(2)		(3)		(3)		(2)	(2)

Таблица 2 (II)

λ,Å	Элемент	Фаза														
		d 1,98		d 2,15		d 2,18		d 2,53	d 2,55	d 2,67	d 2,89	d 2,90	d 2,95	d 3,11	d 3,14	d 3,15
		W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ
1	2	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
4921,93	He I	0,57	0,41	0,76				0,48	0,48		0,70					0,70
4861,33	H_β, He II	1,36	0,82	1,15	0,46	(1,98)	(1,97)	2,62	1,97	1,96	2,07		1,36	1,36		1,81
4713,37	He I	0,25	0,13	0,21	0,16	(0,38)	(0,30)		0,23	0,24	0,27	0,21	0,41	0,28	0,17	
4685,68	He II	0,23		0,68	(I+II)	0,47			0,36	0,37	0,50	0,53	0,43	0,37	0,70	0,42
4676,23	O II	0,06		0,08					0,06		0,04	0,03		0,03	0,07	
4661,64	O II	0,03		0,14					0,08	0,06	0,03	0,14		0,12	0,03	0,04
4654,14	Si IV										0,04	0,04	0,08	0,12	0,04	
4649,2	C III	0,34	0,17	0,57		0,60		0,40	0,48	0,59	0,58	0,80	0,63	0,57	0,51	0,64
4641,90	O II			0,12					} 0,12		0,21	0,10	0,07	0,14	0,07	
4640,64	N III															
4634,16	N III															
4631,38	Si IV			0,17							0,04	0,07	0,06			
4574,8	Si III	0,12		0,17		0,06		0,16		0,04	0,09	0,06	0,06	0,17	0,03	0,09
4567,87	Si III	0,14		0,13		0,13		0,13	0,20	0,07	0,15	0,12	0,13	0,10	0,12	0,14
4552,65	Si III, N II	0,19		0,20		0,20		0,20	0,20	0,13	0,16	0,10	0,16	0,09	0,14	0,13
4546,36	N III								0,10	0,09						
4541,59	He II	0,26	0,26	0,48	0,45	0,46	0,29	0,29	0,38	0,41	0,48	0,35	0,51	0,72	0,29	0,68
4535,1	N III					0,12								0,16:	0,04	
4523,60	N III										0,07		0,04	0,19	0,03	0,06
4518,18	N III					0,05							0,09			
4514,89	N III	} 0,22	} 0,15	} 0,44		} 0,16			} 0,22	} 0,28	} 0,42	} 0,41	} 0,32	} 0,52	} 0,44	} 0,34
4510,92	N III															
4481,33	Mg II	0,09		0,14		0,19	0,10		0,11		0,18	0,16		0,22	0,09	0,22
4471,69	He I	0,51	0,24	0,96	0,63	0,82	0,44	1,15	0,88	0,86		0,74	1,02	1,18	0,76	0,58

Таблица 2 (II) (продолжение)

λ, Å	Элемент	Фаза														
		d 1,98		d 2,15		d 2,18		d 2,53	d 2,55	d 2,67	d 2,89	d 2,90	d 2,95	d 3,11	d 3,14	d 3,15
		W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ
1	2	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
4437,50	He I	0,09	0,08			0,18			0,11	0,10	0,13	0,04	0,16	0,16	0,08	0,19
4387,93	He I	0,22	0,13	(0,66)	(0,43)	0,15			0,38	0,48	0,49	0,31	0,44	(0,43)	(0,38)	(0,44)
4379,09	N III	0,08	0,08			0,10			0,13	0,12	0,09	0,19	0,22	(0,28)	(0,49)	(0,18)
4351,27	O II															
4345,56	бленда								0,38	0,42	0,25	0,48		0,76	0,32	0,55
4340,47	H_γ, He II	1,14	0,95 *	1,40	1,10 *	1,80	1,48 *	1,93	1,64	1,56	2,03	1,90	1,99	2,04	1,71	1,79
4325,8	C III, OII	0,20				0,22				0,17						0,15
4199,83	He II, N III	0,20	0,16	0,38	0,18	0,18	0,16	0,38	0,24	0,42	0,43	0,26	0,53	0,65	0,65	0,45
4195,70	N III												0,14			
4187,05	C III	0,15		0,15		0,09		0,22	0,14	0,14	0,09	0,07	0,11	0,09	0,09	
4168,97	He I	0,15		0,22		0,11		0,17	0,17	0,15	0,11		0,10	0,11	0,06	0,15
4162,80	C III			0,06				0,09	0,12	0,15	0,09		0,18	0,06		
4156,54	C III, O II										0,10	0,12		0,08	0,03	0,08
4143,76	He I	0,27	0,11	0,34	0,22	0,21	0,10	0,21	0,24	0,24	0,24	0,26	0,34	0,50	0,42	0,27
4120,81	He I	0,20		0,26	0,24	0,15	0,04	0,20	0,20	0,27	0,24	0,30	0,29	0,21	0,33	0,18:
4116,10	Si IV	0,15		0,38		0,18		0,39	0,30	0,30	0,38	0,30	0,38	0,24	0,35	0,35
4103,37	N III	1,53	(I+II)	1,81	(I+II)	1,77	(I+II)	2,66	2,24	2,00	2,24	2,28	2,32	1,96	1,61	1,90
4101,74	H_δ															
4097,36	N III	0,32	0,08	0,40		0,32		0,62	0,46	0,33	0,30		0,29	0,23	0,20	0,21
4088,86	Si IV	0,18	0,09	0,30		0,46		0,86	0,46	0,53	0,38	0,38	0,64	0,44	0,32	0,47
4069,5	C III, O II	0,18	0,30	0,20		0,33		0,68	0,23	0,28	0,21	0,19	0,49	0,35	0,38	0,41
4026,36	He I, He II	0,54		0,82		0,50	0,29	0,53	0,73	0,76	0,99	0,79	0,75	0,85	0,70	0,83
4009,27	He I	0,10		0,21		0,20	0,11		0,24	0,24	0,21	0,12	0,23	0,22	0,21	0,20

Таблица 2 (II) (продолжение)

λ, Å	Элемент	Фаза														
		d 1,98		d 2,15		d 2,18		d 2,53	d 2,55	d 2,67	d 2,89	d 2,90	d 2,95	d 3,11	d 3,14	d 3,15
		W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ
1	2	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
3968,47	Ca II H	}1,71		}1,71		}1,75		}2,02	}1,67	}1,79	}2,33	}2,07	}1,80	0,23	0,24	0,32
3970,07	H_ε, He II													1,77	1,58	2,04
3964,73	He I	0,17				0,35		0,27	0,24	0,30	0,30	0,20				
3961,59	O III	0,10		0,38				0,18	0,18	0,18	0,18	0,13				
3933,66	Ca II K	0,44		0,40		0,40		0,67	0,46	0,52	0,41	0,50	0,32	0,43	0,38	0,44
3926,53	He I	0,22		0,60		0,28		0,18	0,23	0,20	0,18	0,12	0,15	0,38	0,22	0,26
3923,47	He II										0,17	0,08			0,17	
3889,05	H_8, He I	1,12	0,77	2,24	(I+II)	1,19		1,95	1,54	1,52	1,82	1,87	1,73	1,40	1,60	1,83
3882,02	O II	0,09				0,17					0,15		0,14	0,17		
3878,2	He I	0,06		0,11		0,30					0,11	0,09	0,08	0,15		0,15
3871,82	He I	0,12		0,12		0,20		0,12		0,15	0,08	0,17	0,17	0,18		0,08
3867,5	He I	0,05				0,32		0,24	0,15	0,17	0,14	0,06	0,14	0,33		0,18
3858,07	He II			0,09		0,52					0,18	0,15	0,18	0,18		0,06
3835,39	H_9	1,00	0,37	1,06	(I+II)	1,34	(I+II)	0,98	1,37	1,32	1,75	1,31	1,64	1,32	1,29	1,47
3819,76	He I	0,37	0,15	0,35		0,28		0,42	0,55	0,53	0,57	0,65	0,48	0,44	0,39	0,81:
3813,50	He II										0,12		0,12			0,09
3806	He I, Si III			0,09									0,18	0,15		0,15
3797,90	H_{10}	1,02	0,55	1,10	(I+II)	1,14		1,07	1,22	1,32	1,51	1,25	1,21	1,17	1,06	1,57

Таблица 2 (II) (окончание)

λ, Å	Элемент	Фаза														
		d 1,98		d 2,15		d 2,18		d 2,53	d 2,55	d 2,67	d 2,89	d 2,90	d 2,95	d 3,11	d 3,14	d 3,15
		W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ	W_λ
1	2	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
3791,41	O III	0,15		0,20		0,17		0,20	0,25	0,26	0,49	0,22	0,24	0,20	0,15	
3770,63	H_{11}	0,69	0,23	0,84		1,02		1,04	0,98	1,27	1,15	0,98	1,41	0,89	0,68	1,16
3759,87	O III	0,12		} 0,21		0,23		0,35	0,29	0,35	0,20	0,26	0,49	0,18	0,07	0,23
3754,67	O III, N III	0,17				0,21		0,24	0,18	0,23	0,18	0,20	0,31	0,29	0,13	0,25
3750,15	H_{12}	0,40		0,35		0,43		0,55	0,58	0,62	0,68	0,75	0,81	0,70	0,50	0,76
3734,37	H_{13}	0,28		0,46		0,40		0,38	0,58	0,51	0,54	0,52	0,52	0,41	0,33	0,38
3721,94	H_{14}	0,25		0,24		0,27		0,27	0,23	0,24	0,28	0,43	0,40	0,21	0,17	0,35
3711,97	H_{15}	0,18		0,24		0,20		0,21	0,40	0,31	0,34	0,25	0,29	0,26	0,15	0,26
3705,14	He I	0,24		0,27		0,34		0,32	0,32	0,47	0,40	0,40	0,36	0,28	0,22	0,32
3703,86	H_{16}									0,14						
3698,70	O III	0,11		0,11		0,18			0,18	0,20	0,12	0,30:	0,12		0,12	0,14
3695,37 }	O III	0,08		0,21		0,15				0,12	0,14	0,20:	0,11	0,14	0,15	0,17
3694,22 }	Ne II															
3664,09	Ne II	0,14		0,17		0,11		0,18	0,17	0,23	0,17	0,09	0,09	0,14	0,06	0,16
3634,37	He I	0,32:		0,23		0,21		0,43	0,24	0,26	0,26	0,29	0,20	0,26	0,23	0,22
3613,64	He I	0,34:		0,25		0,14		0,38	0,38	0,28	0,21	0,26	0,18	0,12	0,14	0,20
		(3)	(3)		(6)			(1)	(2)	(3)	(3)	(2)	(3)	(4)	(2)	(3)

Таблица 2 (III)

λ, Å	Элемент	Фаза														
		d 3,19	d 3,26		d 3,48		d 3,49		d 3,50		d 0,02		d 0,17		d 0,38	
		W_λ	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)
1	2	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46
4921,93	He I		0,63		0,82	(I+II)			0,40	0,41			0,49		0,42	0,17
4861,33	H_β, He II		1,37	0,68	1,55	1,06	1,18	0,84	1,00	0,88	0,92	0,46	1,26	0,61	0,90	0,42
4713,37	He I	0,10			0,32	0,07:	0,18	0,15:	0,15		0,11		0,13		0,24	0,08
4685,68	He II	0,21:	0,24	0,27	0,20	0,17	0,24	0,24	0,23	0,14	0,26	0,17	0,10		0,28	
4676,23	O II		0,06		0,07								0,07			
4661,64	O II												0,07			
4654,14	Si IV	0,03			0,04						0,07		0,14		0,04	0,29
4649,2	C III	0,33:	0,86	0,33	0,60	0,22	0,53	0,24	0,82		0,58	0,39:	0,45		0,69	
4641,90	O II								0,14							
4640,64	N III															
4634,16	N III															
4631,38	Si IV															
4574,8	Si III	0,10	0,16	0,23:	0,07		0,20								0,07	
4567,87	Si III	0,06	0,13		0,13		0,19								0,07	
4552,65	Si III, N II	0,20	0,13	0,17:	0,16		0,09								0,19	
4546,36	N III						0,06									
4541,59	He II	0,25	0,35	0,40	0,30	0,26	0,28	0,25	0,22	0,25	0,42	0,32	0,23	0,26	0,23	0,20
4535,1	N III				0,10		0,09									
4523,60	N III				0,16		0,10				0,04		0,05		0,07	
4518,18	N III															
4514,89	N III	0,29	0,34		0,42		0,58		0,26		0,57		0,32		0,36	
4510,92	N III															
4481,53	Mg II	0,20	0,18		0,13		0,18:		0,16		0,09	0,07	0,13	0,13		
4471,69	He I	0,68	0,70	0,38	0,54	0,40	0,42	0,28	0,41	0,31	0,59	0,31	0,52	0,21	0,62	0,37

Таблица 2 (III) (продолжение)

λ, Å	Элемент	Фаза														
		d 3,19	d 3,26		q 3,48		d 3,49		d 3,50		d 0,02		d 0,17		d 0,38	
		W_λ	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)
1	2	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46
4437,50	He I				0,16				0,17		0,06		0,07		0,12	
4387,93	He I	(0,95)	(0,43)		(0,34)	(0,31)	(0,47)		0,28	0,19	0,25	0,08	0,44		0,45	
4379,09	N III	(0,81)	(0,28)		0,16		(0,51)		0,13	0,09	0,08	0,06	0,12		0,10	
4351,27	O II															
4345,56	бленда	0,31	0,34		0,41		0,28		0,33		0,15		0,26:		0,33	
4340,47	H_γ, He II	1,69	2,26	(I+II)	1,60	1,03	1,66	(I+II)	1,44	0,76	1,21	0,74	1,07	0,65	1,07	0,59
4325,8	C III, O II								0,26:		0,09		0,08			
4199,83	He II, N III	0,23			0,33	0,33	0,36	0,30	0,24	0,21	0,33	0,32	0,30	0,15	0,30	0,21
4195,70	N III															
4187,05	C III	0,18:	0,19		0,27		0,18		0,20		0,11					
4168,97	He I	0,04			0,14				0,15		0,20		0,22		0,17	
4162,80	C III								0,10		0,20		0,14			
4156,54	C III, O II										0,20					
4143,76	He I	0,27	0,38	0,15	0,42	0,17	0,24	0,23	0,29		0,20		0,33		0,20	0,09
4120,81	He I	0,27			0,12		0,12		0,21		0,18		0,12		0,16	
4116,10	Si IV	0,35	0,33		0,35	0,15	0,30	0,08:	0,15		0,29		0,19	0,10:	0,29	
4103,37	N III	} 1,82	} 1,82		} 1,63	} 1,27	} 1,69		} 1,29		} 0,64	} 1,12	} 0,84		} 1,79	} 1,79
4101,74	H_δ															
4097,36	N III	0,20	0,30		0,32		0,21		0,29		0,32		0,22		0,24	
4088,86	Si IV	0,41	0,42		0,53	0,21	0,36	0,10	0,42		0,38	0,14	0,37		0,33	0,20
4069,5	C III, O II	0,42	0,41		0,23		0,32		0,21	0,11:	0,20	0,12	0,23		0,33	
4026,36	He I, He II	0,74	0,73	0,29	0,67	0,30	0,37	0,24	0,37	0,17	0,36	0,21	0,48	0,18	0,44	0,22
4009,27	He I	0,15	0,25		0,17		0,15		0,11	0,08	0,11	0,08	0,20:		0,11	
3968,47	Ca II H	0,26	0,29		0,37		0,23		0,38	0,32	0,32		0,29		0,24	

Таблица 2 (III) (продолжение)

λ, Å	Элемент	Фаза														
		d 3,19	d 3,26		d 3,48		d 3,49		d 3,50		d 0,02		d 0,17		d 0,38	
		W_λ	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)
1	2	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46
3970,07	H_ε, He II					1,07										
3964,73	He I	1,80	1,90		1,34		1,65	(I+II)	1,02	0,76	0,98	0,75	1,79		0,99	0,65
3961,59	O III								0,20		0,14		0,10		0,13	
3933,6	Ca II K	0,36	0,43		0,52		0,50		0,38		0,40		0,37		0,37	
3926,53	He I	0,27	0,26		0,18		0,32		0,18		0,24		0,24		0,15	
3923,47	He II										0,14					
3889,05	H_8, He I	1,57	1,95	(I+II)	1,58	1,11	1,61		1,04	0,60	1,19	0,56	1,17	0,70	1,16	0,46
3882,2	O II		0,24		0,18						0,12					
3878,2	He I		0,32		0,08		0,10		0,12:		0,10		0,08			
3871,82	He I				0,24		0,11		0,05		0,11		0,14		0,08	
3867,5	He I	0,09	0,34		0,20		0,09		0,12		0,13		0,16		0,11	
3858,07	He II	0,09			0,12			0,14	0,12		0,15		0,13	0,17	0,11	
3835,39	H_9	1,64	1,71		1,17	0,73	1,48	(I+II)	1,07	0,64	0,90	0,55	1,14	0,69	1,22	0,50
3819,79	He I	0,42	0,55		0,44	0,18	0,29	0,21	0,41	0,20	0,29	0,17	0,41	0,28	0,35	0,17
3813,50	He II															
3806	He I	0,15			0,21											
3797,90	H_{10}	1,27	2,03		1,14	0,66	0,98	(I+II)	1,02	0,50	0,84	0,58	1,02	0,58	0,89	0,42
3791,41	O III, Si III	0,17														

Таблица 2 (III) (окончание)

λ, Å	Элемент	Фаза														
		d 3,19	d 3,26		d 3,48		d 3,49		d 3,50		d 0,02		d 0,17		d 0,38	
		W_λ	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)	W_λ (I)	W_λ (II)
1	2	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46
3770,63	H_{11}	1,02	1,10		0,98	0,56	0,81	(I+II)	0,86	0,31	0,84	(I+II)	0,60	0,29	0,77	0,28
3759,87	O III	0,09	0,23		0,24		0,18		0,14		0,21		0,15		0,11	
3754,67	O III, N III	0,21	0,35		0,26		0,17		0,22		0,27		0,17		0,17	
3750,15	H_{12}	0,84	0,81		0,63	0,41	0,46		0,50		0,44		0,49	0,23	0,55	
3734,37	H_{13}	0,46	0,60		0,34		0,29		0,30		0,34		0,21		0,32	
3721,94	H_{14}	0,24	0,34		0,23		0,12		0,26		0,32		0,21		0,20	
3711,97	H_{15}	0,33	0,32		0,23		0,23		0,17		0,17		0,29		0,18	
3705,14	He I	0,33	0,40		0,38		0,16		0,35		0,21		0,26		0,24	
3703,86	H_{16}															
3698,70	O III	0,21			0,18		0,14		0,12		0,18		0,27:		0,11	
3695,37 }	O III															
3694,22 }	Ne II	0,15	0,27		0,15		0,12		0,17		0,09		0,09			
3664,09	Ne II															
3634,37	He I	0,24	0,18		0,15		0,12		0,12		0,12		0,16		0,09	
3613,64	He I	0,24	0,15		0,25:		0,14		0,18		0,34:		0,23:		0,24:	
		0,19	0,18		0,26:		0,11		0,15		0,23:		0,28:		0,24:	
		(5)	(3)	(3)	(4)	(4)	(2)	(2)	(3)	(3)	(3)	(3)	(2)	(2)	(3)	(3)

Примечания.

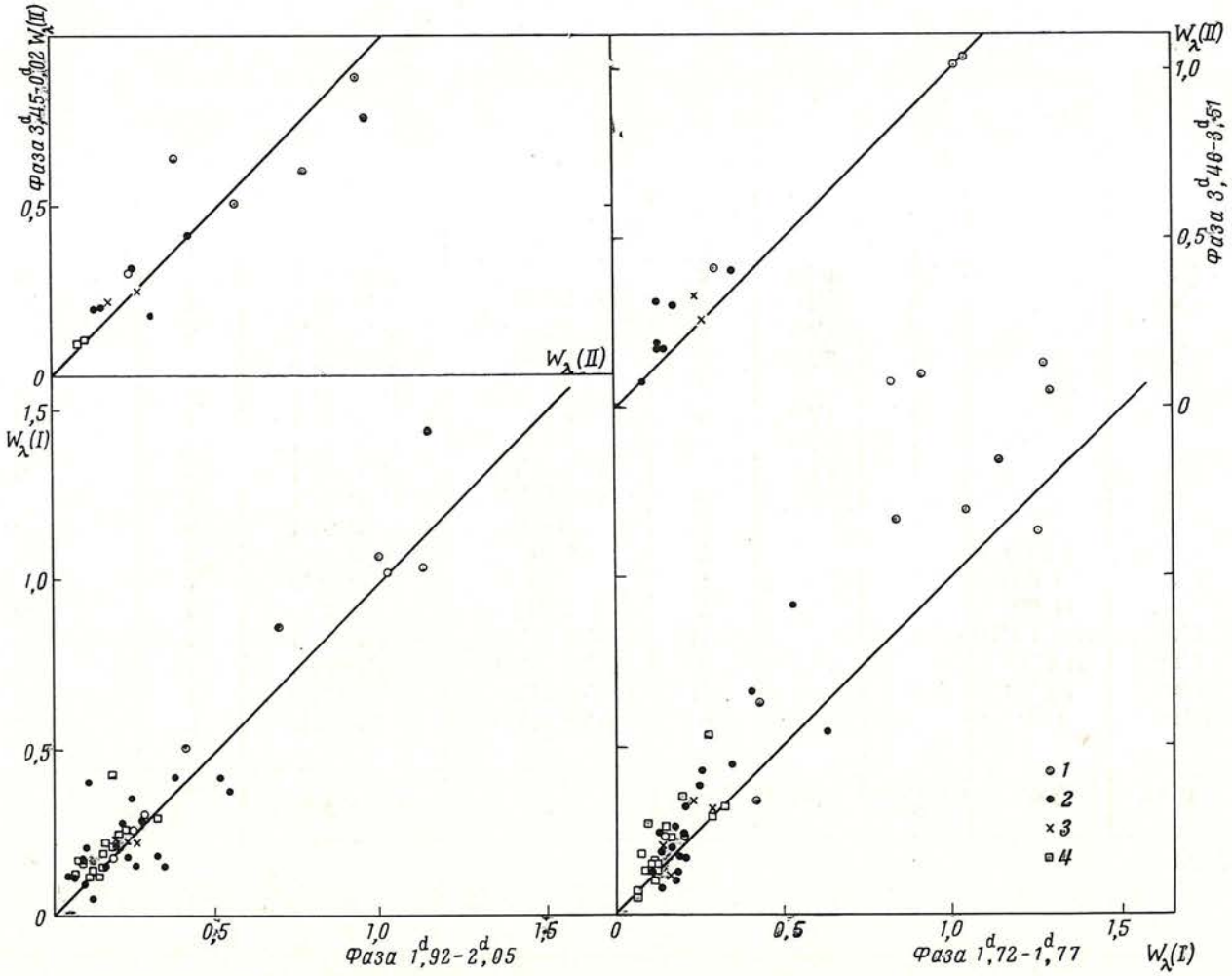
1. Звездочка у H_γ показывает блендирование ее с линиями O II (λλ4351—45).

2. Значения W_λ линий λ4388 и λ4379, поставленные в скобки, указывают на то, что на участок спектра, включая эти линии, накладывается какое-то дополнительное поглощение.

3. Неуверенные оценки сопровождаются двоеточием.

Таблица 3

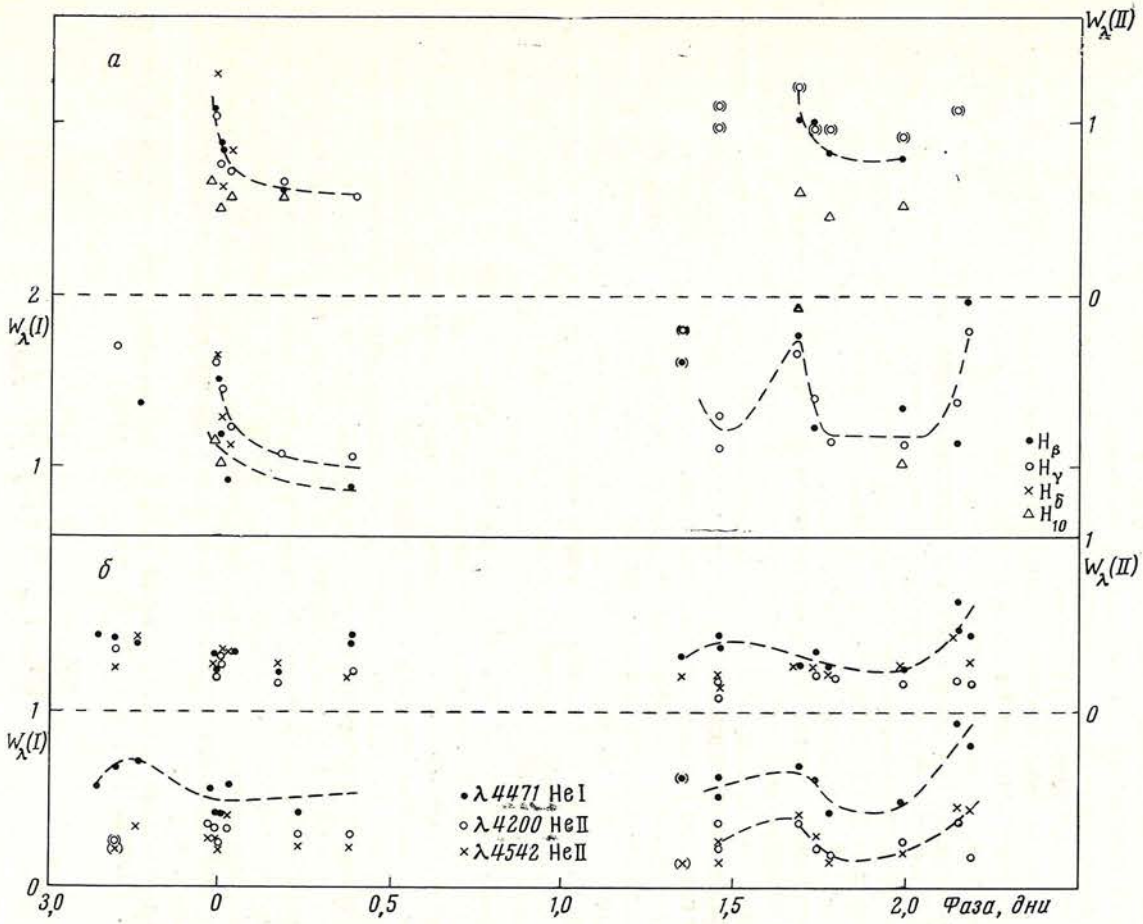
Дата	Число спектрограмм	Интервал фаз	Sp I	Число критериев	Sp II	Число критериев	(Sp I)'	M_v (H I)	M_v (K Ca II)
19.X 1964 г.	5	$0^d,80$—$0^d,89$	O9,10∓0,11	9			B0 I	$-5^m,8$	
11.XII	4	0,90—0,96	O8,75∓0,085	11			O8,5 I	—6,0	
1.I	4	1,09—1,15	O8,60∓0,11	8			O8,5 II	—5,6	$-5^m,26$
29.XII	4	1,15—1,18	O8,10∓0,20	11			O8,0 II—III	—5,6	
22.IX 1963 г.	1	2,528	O8,8	7			O9 II		
6.I 1964 г.	2	2,54—2,56	O9,0	7			O9 I	—5,7	—5,74
14.XI 1963 г.	3	2,65—2,68	O8,6	7			O8,5 I		
9.X 1964 г.	3	1,44—1,47	O9,05	6					
2.I 1965 г.	4	1,65—1,73	O8,3∓0,16	8					
4.IX 1964 г.	2	1,77—1,79	O8,7∓0,17	9	O6,9	1			
3.XI	5	1,72—1,77	O8,6	9	O7,0	4			—5,26
17.XI 1963 г.	3	1,92—2,05	O8,7	9	O7,7	2			
22.IX 1964 г.	6	2,13—2,24	O8,6	7					
3.XII	4	3,46—3,51	O8,6	5	O7,2	4		—5,0	
4.X	2	3,49—3,50	O8,1	6	O7,1	3			—5,34
29.XI	3	3,46—0,02	O8,75	4	O7,3	2		—5,4	
22.XI 1963 г.	4	0,00—0,03	O8,0	4	O6,9	3		—5,7	
3.XII	3	0,37—0,40	O8,8	7					



Фиг. 3. Сравнения эквивалентных ширин линий в двух противоположных элонгациях

Внизу — для главной компоненты, вверху — для вторичной.

1 — линии водорода; *2* — He I; *3* — He II; *4* — все прочие элементы



Фиг. 4. Поведение отдельных линий поглощения в двух противоположных элонгациях

а — линии водорода в спектре главной и вторичной компонент; *б* — линии He I и He II

2. Наблюденные эквивалентные ширины (W_λ) линий водорода H_β, H_γ, H_δ в спектрах главной и вторичной компонент во время элонгаций претерпевают значительные изменения. Во время элонгации, соответствующей приближению вторичной компоненты (интервал фаз $3^d.45-0^d.03$), линии смещены в коротковолновую часть спектра, характер изменения у обеих компонент совершенно подобен, как показано на фиг. 4, *а*. В противоположной элонгации (фазы $1^d.45-2^d.15$) эквивалентные ширины линий водорода показывают значительные колебания как у главной, так и у вторичной компонент. Но из-за блендирования линий в спектре вторичной с другими линиями и размытости трудно усмотреть синхронность изменений W_λ в спектрах компонент.

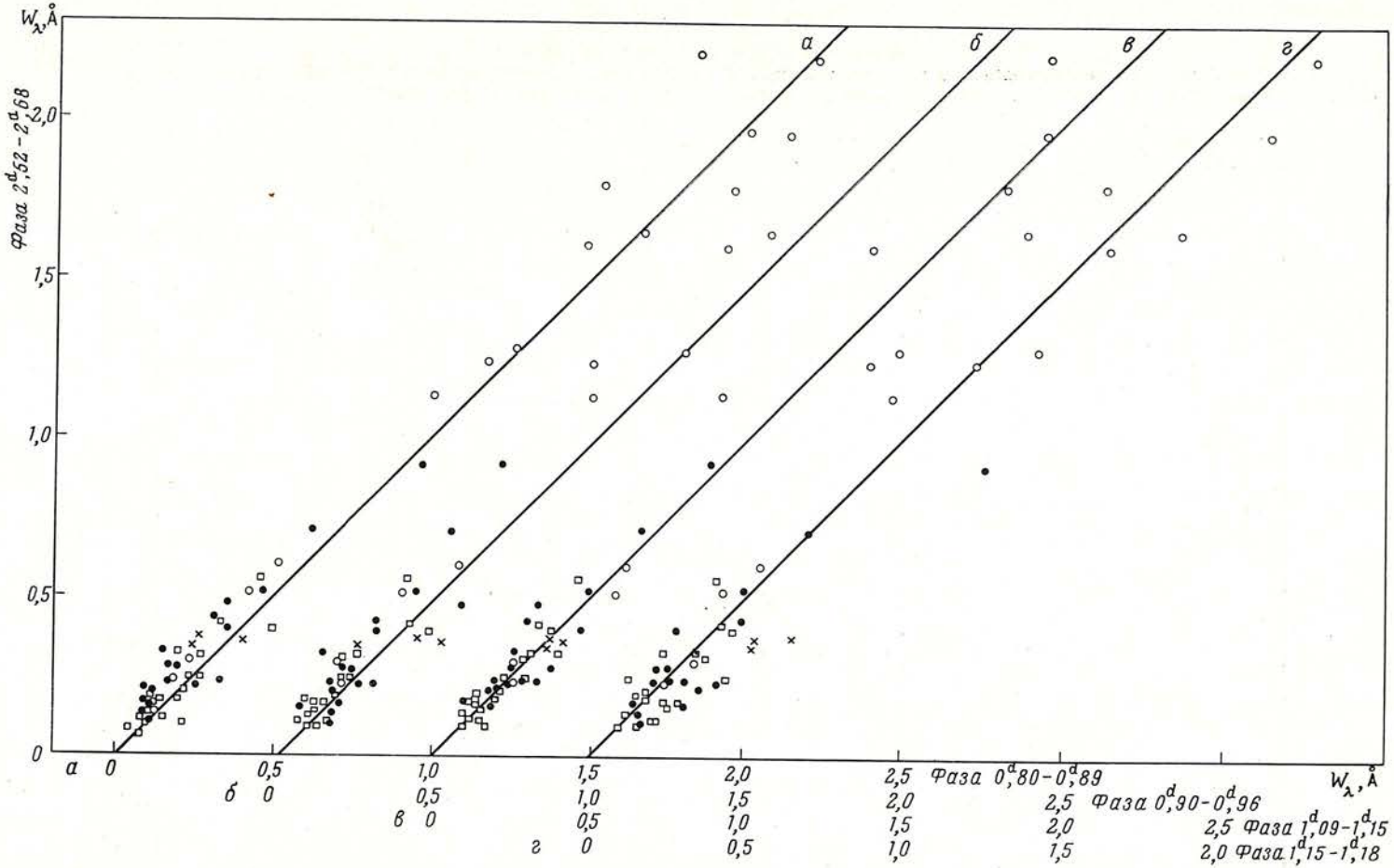
3. Линии нейтрального и ионизированного гелия в спектрах обеих компонент, как видно на фиг. 4, *б*, в элонгации при фазах $3^d.45-0^d.3$ показывают небольшие колебания эквивалентных ширин (в пределах 0,2 Å). В противоположной элонгации эти колебания несколько больше.

4. На фиг. 5 представлено сравнение между собой эквивалентных ширин линий, наблюденных в двух противоположных соединениях, соответствующих фазам $2^d.52-2^d.68$, когда затмевается вторичная компонента, и фазам $0^d.80-0^d.89$, $0^d.90-0^d.96$, $1^d.09-1^d.15$, $1^d.15-1^d.18$, когда затмевается главная компонента. При рассмотрении фиг. 5 обращает на себя внимание постепенное увеличение эквивалентных ширин всех линий во время соединения, соответствующего прохождению вторичной впереди главной компоненты. Представляло интерес сравнить между собой наблюденные W_λ в спектре главной компоненты в момент элонгации и в момент соединения, в котором затмевается вторичная компонента. В этом соединении наблюденные эквивалентные ширины линий будут, согласно [17], представлять собой истинные эквивалентные ширины в спектре главной компоненты. Такое сравнение показано на фиг. 6. Здесь по оси ординат отложены W_λ, соответствующие соединению (фазы $2^d.52-2^d.68$), по оси абсцисс — наблюденные $(W_\lambda)_{набл}$ главной компоненты для трех фаз: $0^d.00-0^d.03$, $1^d.72-1^d.77$, $1^d.65-1^d.73$. Из сравнения видно, что наблюденные эквивалентные ширины линий поглощения в спектре главной компоненты претерпевают значительные изменения во время элонгации. Это было видно и при сравнении эквивалентных ширин отдельных линий, которое показано на фиг. 4, *а*, *б*. Пока еще трудно с определенностью указать причину наблюдаемой переменности эквивалентных ширин линий в спектрах компонент AO Cas. Но, нам кажется, можно считать, что наблюденные факты переменности W_λ линий поглощения в спектре главной компоненты, а также одновременные изменения W_λ и у главной и у вторичной компонент во время элонгации (моменты, соответствующие максимумам блеска системы) вызваны той же причиной, что и особенности кривой блеска, о которой говорилось в § 1.

В предыдущем исследовании [14] было показано на основании работ Г. А. Шайна [17] и Р. М. Петри [18], что

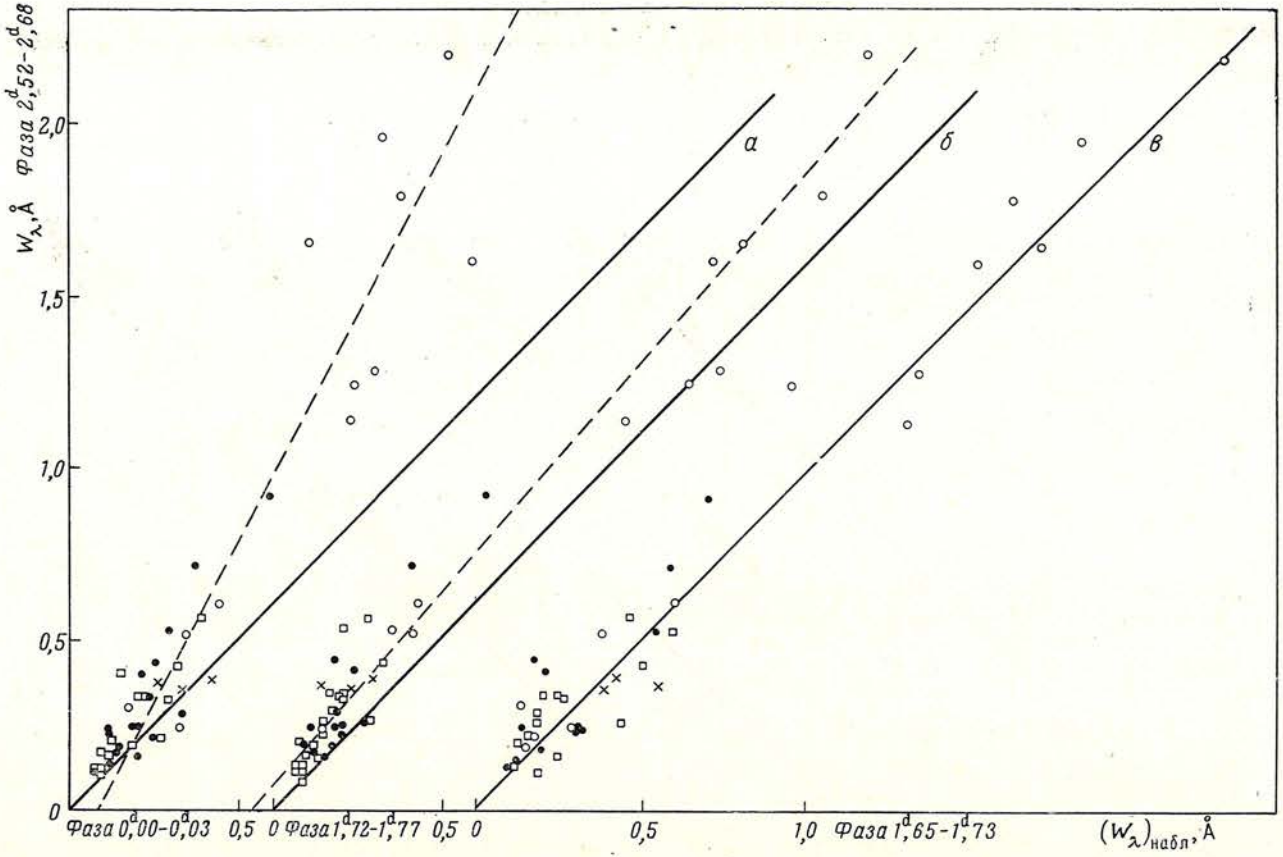
$$\left(\frac{W_{\lambda 2}}{W_{\lambda 1}}\right)_{набл} = \left(\frac{I_2}{I_1}\right)\left(\frac{W_{\lambda 2}}{W_{\lambda 1}}\right)_{ист},$$

где I_2/I_1 есть отношение интенсивностей непрерывных спектров в данной области длин волн или отношение блеска компонент. В случае идентичности профилей спектральных линий одного и того же атомного перехода в спектрах компонент $(W_{\lambda 2}/W_{\lambda 1})_{ист}$ будет равно единице, и тогда наблюденное отношение $(W_{\lambda 2}/W_{\lambda 1})_{набл}$ будет определять отношение блеска компонент или Δm для данной области длин волн. Для фаз максимального разделения спектральных линий в спектрах компонент были вычислены отношения эквивалентных ширин $(W_{\lambda 2}/W_{\lambda 1})_{набл}$ и глубин r_2/r_1 для линий He II —



Фиг. 5. Сравнение эквивалентных ширин линий поглощения в спектре AO Cas в разные моменты двух противоположных соединений

Обозначения те же, что на фиг. 3



Фиг. 6. Сравнение наблюденных эквивалентных ширин линий поглощения в спектре главной компоненты в элонгациях с эквивалентными ширинами тех же линий в момент соединения, соответствующего прохождению главной компоненты впереди вторичной

Обозначения те же, что на фиг. 3

λλ 4686, 4542, 4200; He I — λλ4471, 4388, 4144, 4026, 4009, 3820; H I — λλ4861, 4340, 4102, 3889, 3835, 3797, 3770, 3750 и Si IV — λλ4116, 4088. Результаты вычисления представлены в табл. 4.

Таблица 4

Элемент	Фазы $3^d,46-0^d,02$		Фазы $1^d,44-2^d,16$	
	$\left(\frac{W_{\lambda_2}}{W_{\lambda_1}}\right)_{набл}$	$\frac{r_2}{r_1}$	$\left(\frac{W_{\lambda_2}}{W_{\lambda_1}}\right)_{набл}$	$\frac{r_2}{r_1}$
He II	0,92∓0,03	0,94	0,92∓0,07	0,98
He I	0,66∓0,05	0,63	0,50∓0,03	0,52
H I	0,61∓0,02	0,64	0,65∓0,03	0,61
Si IV	0,38:	0,42	0,37:	

Как показывает таблица, относительная интенсивность линий He II в спектре вторичной компоненты в 1,45 раза (для элонгации $3^d,46-0^d,02$) и в 1,86 раза (для элонгации $1^d,44-2^d,16$) выше, чем He I. Такое различие в относительных интенсивностях He I и He II в спектре вторичной компоненты является свидетельством того, что спектральный класс вторичной компоненты более ранний, чем главный. Это показали и прямые оценки спектрального класса компонент по наблюденным W_λ линий поглощения.

Применяя методику, описанную в работе [14], и беря за исходный спектральный класс главной компоненты для моментов элонгаций, оцененный, как O8,55, мы нашли, что отношению интенсивностей He II/He I, равному 1,45 и 1,86, соответствует отношение спектральных классов O7,5/O8,55 и O7,1/O8,55. Для найденных разностей спектральных классов истинные отношения эквивалентных ширин линий He II должны быть равны 1,25 и 1,32, линий He I — 0,82 и 0,71 соответственно для элонгаций ($3^d,46-0^d,02$) и ($1^d,46-2^d,16$).

Зная отношения наблюденных $(W_{\lambda 2}/W_{\lambda 1})_{набл}$ и истинных $(W_{\lambda 2}/W_{\lambda 1})_{ист}$, можно найти отношение I_2/I_1 блеска компонент в данной длине волны согласно приведенной выше формуле. Найденные отношения I_2/I_1 по линиям He II и He I в области λλ4542—4200 Å и соответствующие им Δm приведены в табл. 5.

Таблица 5

Элемент	Фазы $3^d,46-0^d,02$		Фазы $1^d,44-2^d,16$	
	$\frac{I_2}{I_1}$	Δm	$\frac{I_2}{I_1}$	Δm
He II	0,74	$0^m,32$	0,70	$0^m,38$
He I	0,79	0,25	0,72	0,35
H I	0,55	0,65	0,55	0,65

Как видно из таблицы, разность светимостей компонент, найденная по линиям He I и He II для обеих элонгаций, примерно одинакова и равна в среднем $0^m,32$.

Для определения отношения блеска компонент нами были использованы и отношения наблюденных эквивалентных ширин линий водорода в их спектрах. При найденной разности спектральных классов компонент интенсивность линий водорода не должна показывать зависимости от спектрального класса. Следовательно, наблюденное отношение $(W_{\lambda 2}/W_{\lambda 1})_{набл}$,

равное 0,63 (табл. 4) для линий водорода, должно включать в себя отношение блеска компонент, эффект светимости и, по-видимому, эффект отражения. Из работы [19] об эффекте Штарка в звездах спектральных классов O5—O9 следует, что разности светимостей в $0^m_{,}3$, полученной нами по линиям He I и He II, соответствует изменение W_λ линий водорода (H_γ, H_δ, H_ε) примерно в 1,15 раза. Таким образом, из-за эффекта Штарка истинное отношение эквивалентных ширин линий водорода $(W_{\lambda 2}/W_{\lambda 1})_{\text{ист}}$ в рассматриваемой системе должно быть равно 1,15. Тогда отношение блеска компонент I_2/I_1 по линиям водорода будет равным 0,55, что соответствует разности светимости компонент $\Delta m = M_2 - M_1 = 0^m_{,}65$. Это значение Δm, как легко видеть, в два раза больше Δm, полученного по линиям He I и He II.

Какие могут быть ошибки в Δm при таком определении?

1. Вращательное расширение спектральных линий. Эта ошибка будет в значениях Δm, вычисленных из глубин линий, а не из эквивалентных ширин. Как показывает табл. 4, отношения $(W_{\lambda 2}/W_{\lambda 1})_{\text{набл}}$ и r_2/r_1 практически совпадают; следовательно, не должно быть различия в скоростях вращения компонент.

2. Штарковское расширение линий водорода. Влияние эффекта Штарка на расширение линий He II, как показано Р. Н. Кумайгородской [20], очень мало. Для линий водорода влияние этого эффекта мы оценили, оно оказалось также небольшим. Это видно и из прямого сопоставления отношений $W_{\lambda 2}/W_{\lambda 1}$ и r_2/r_1.

3. Эффект отражения. Последний будет уменьшать разность блеска компонент. В большинстве случаев этот эффект мал, так как он пропорционален $(R/A)^2$, где R — радиус компоненты и A — расстояние между компонентами. В случае AO Cas этот эффект может быть существенным, но мы, к сожалению, не смогли его учесть. Возможно, что полученное различие в Δm из определений по линиям He I и He II, с одной стороны, и линиям водорода — с другой, связано с влиянием эффекта отражения. Этот вопрос заслуживает дальнейшего внимания. Уместно для сравнения указать, что из измерений относительных интенсивностей четырех линий: H_γ, λ4026 He I, λ4471 He I и λ4089 Si IV — в спектрах компонент AO Cas Петри [21] получил для Δm значение $0^m_{,}78$.

Далее мы сделали попытку определить абсолютные величины компонент системы AO Cas по зависимостям эквивалентных ширин линий водорода в следующих комбинациях: $0{,}5 \times (H_\gamma + H_\delta)$ и $(H_9 + H_{10} + H_{11})$ — от абсолютной величины звезды, взятой из работы И. М. Копылова [15]. Определения M_v были сделаны для моментов соединений и для элонгации, соответствующей интервалу фаз $3^d_{,}45 - 0^d_{,}03$. Полученные оценки M_v помещены в столбце 9 табл. 3 и на фиг. 2. В момент соединения, приходящийся на фазы около $2^d_{,}6$, когда затмевается вторичная компонента, оценка должна характеризовать абсолютную величину главной компоненты, если затмение полное. В противоположном соединении картина обратная. В среднем оценки M_v для двух противоположных соединений совпадают и равны $-5^m_{,}7$. Следует отметить, что в соединении, соответствующем прохождению вторичной компоненты впереди главной, наблюдается плавное изменение M_v от $-5^m_{,}9$ до $-5^m_{,}6$ с фазой, синхронное с изменением спектрального класса. Для определения M_v главной компоненты в момент элонгации наблюденные эквивалентные ширины линий водорода в его спектре были исправлены за влиянием наложения спектра спутника по формуле (1′) из [14] $(W_{\lambda 1})_{\text{ист}} = (1 + l)\,(W_{\lambda 1})_{\text{набл}}$, где для l взято отношение $I_2/I_1 = 0{,}55$, найденное по водороду. Для M_v получилось в среднем по трем фазам значение $-5^m_{,}3$. Абсолютная величина вторичной компоненты согласно полученной разности светимостей по линиям водорода будет равна $-4^m_{,}7$.

Полученные значения M_v из количественных спектроскопических оценок в соединениях и элонгации, так же как и фотометрия блеска системы,

говорят о том, что система АО Cas состоит из двух частично затмевающихся компонент. В табл. 3 (столбец 10) приведены значения M_v, полученные на основании зависимости интенсивностей линий межзвездного кальция K Ca II от расстояния О- и В-звезд, полученной в 1941 г. [22], r [*кпс*] = = 3,00 W_λ (K Ca II). Хотя последним нельзя придавать большого значения, так как с тех пор появилась новая шкала расстояний, хочется отметить, что результат находится в удовлетворительном согласии с оценками M_v по линиям водорода.

Для значений Δm $0^m_{,}32$ и $0^m_{,}65$, полученных соответственно по линиям гелия и водорода, сделаны оценки отношения радиусов R_2/R_1 и плотностей ρ_2/ρ_1 компонент.

Из элементарных соображений следует, что

$$\lg \frac{R_2}{R_1} = -0{,}2\,\Delta m + 5900\left(\frac{1}{T_{2,\text{эфф}}} - \frac{1}{T_{1,\text{эфф}}}\right),$$

эффективная температура $T_{\text{эфф}}$ взята из работы И. М. Копылова [23] для соответствующих спектральных классов. Для двух значений Δm мы получили соответственно два значения R_2/R_1: 0,83 и 0,71. Отношения плотностей найдены из соотношения $\lg \rho_2/\rho_1 = \lg \mathfrak{M}_2/\mathfrak{M}_1 - 3 \lg R_2/R_1$, где отношение масс определено из кривых лучевых скоростей компонент: $\mathfrak{M}_2/\mathfrak{M}_1 = K_1/K_2 = 1{,}38$. Следует заметить, что полученное отношение $\mathfrak{M}_2/\mathfrak{M}_1$ точно совпадает со значением, найденным Струве и Гораком [10] из соотношения $K_1/K_2 = 236/170 = 1{,}38$.

Пирс [9], комбинируя фотометрические наблюдения блеска системы АО Cas, полученные Гутником [1], и свои спектроскопические, вводя ряд допущений, в частности делая несколько предположений об отношении светимости компонент, получил абсолютные элементы системы.

В 1954 г. А. Н. Дадаев [11], пересматривая все предшествующие исследования, касающиеся АО Cas, комбинируя наблюдения блеска, выполненные Гутником, и спектроскопические наблюдения Струве и Горака и вводя два предположения ($L_1 = L_2$ и $R_2/R_1 = 1$), также получил абсолютные элементы системы. В табл. 6 для сравнения приведены полученные нами результаты количественных спектроскопических оценок некоторых физических параметров компонент АО Cas и результаты Пирса и Дадаева.

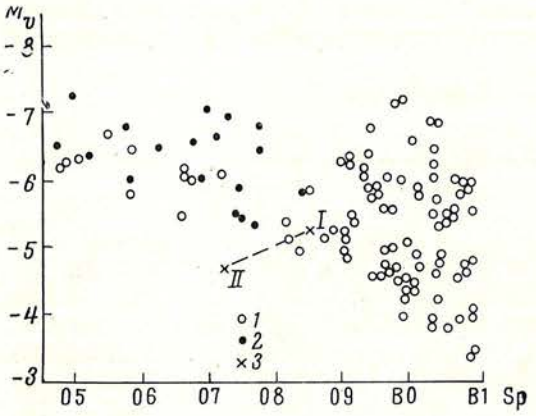
Таблица 6

	Sp		M_v		Δm	$\frac{L_2}{L_1}$	$\frac{R_2}{R_1}$	$\frac{\mathfrak{M}_2}{\mathfrak{M}_1}$	$\frac{\rho_2}{\rho_1}$
	I	II	I	II					
Галкина	O9,1—O8,0	O7,2	$-5^m_{,}3$	$-4^m_{,}7$	$0^m_{,}32$	0,75	0,83	1,38	2,4
					0,65	0,55	0,71		3,9
Пирс	O8,5		−5,9	−4,8		0,49	0,65	1,07	3,4
Дадаев						1,0	1,0	1,38	1,13

На фиг. 7, которая представляет собой диаграмму H — R звезд O5 — B1, показано положение системы АО Cas согласно полученным результатам данной работы. Система АО Cas, как показывает диаграмма, лежит у нижней границы главной последовательности горячих звезд.

Далее было детально изучено поведение линий He II в различных фазах. Особое внимание обращено на λ4686 He II, где можно ожидать эмиссию. Для выявления с возможно большей точностью контура λ4686 был принят метод обработки, описанный в работе [14]. На фиг. 8, *а*, *в* приве-

дены записи контуров линий λ4686 He II и λ4650 C III и прилегающих к ним участков спектра в единицах непрерывного спектра в моменты соединений и в моменты элонгаций. В моменты соединений контур λ4686 He II представляет собой линию поглощения с очень слабыми эмиссионными крыльями. Пользуясь соотношением между $W_\lambda(4686)$ и $W_\lambda(4542)$, найденным Кумайгородской [24] для звезд ранних спектральных классов O5—O9, было вычислено $W_\lambda(4686)$, которое следовало бы ожидать. Как показывает фиг. 8, *б*, наблюденные значения $W_\lambda(4686)$ несколько меньше вычисленных, что подтверждает наличие слабой эмиссии. В элонгации, соответствующей интервалу фаз $3^d_{,}45 - 0^d_{,}03$ (фиг. 8, *в*), линия λ4686 видна как двойная линия поглощения, на которую накладывается эмиссионное ядро. Положение последнего как раз указывает на то, что эта эмиссия возникает в потоке, идущем от одной звезды к другой. В противоположной элонгации картина более неопределенная: сложный контур λ4686 He II изменяется от довольно широкой абсорбционной полосы до слабой линии поглощения. В это же время линия λ4542 He II в обеих элонгациях видна как двойная линия, компоненты которой примерно одинаковой интенсивности.



Фиг. 7. Диаграмма H — R для звезд O5 — B1

1 — абсорбционные звезды O и B; *2* — звезды Of; *3* — положения главной (*I*) и вторичной (*II*) компонент системы AO Cas

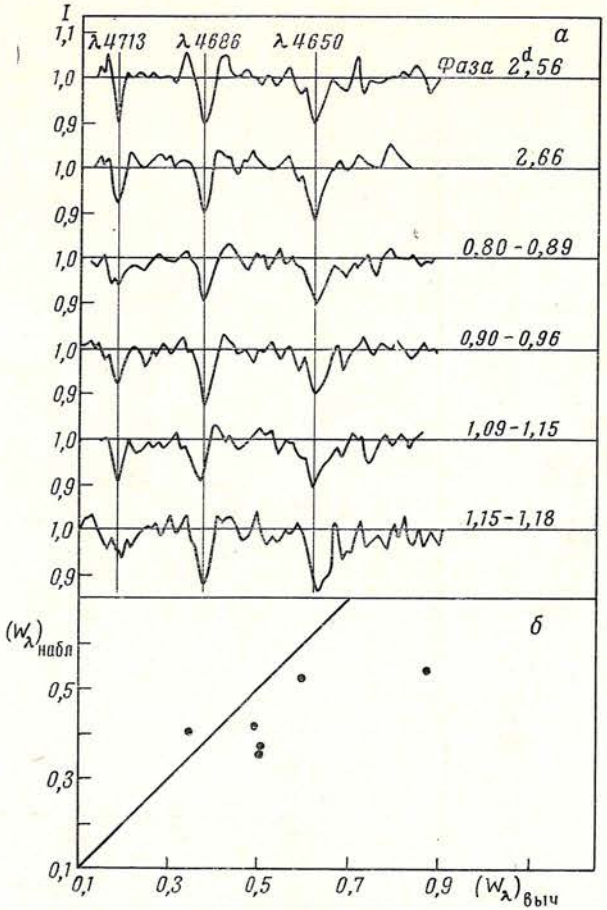
§ 5. НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ АТМОСФЕРЫ ГЛАВНОЙ КОМПОНЕНТЫ AO Cas

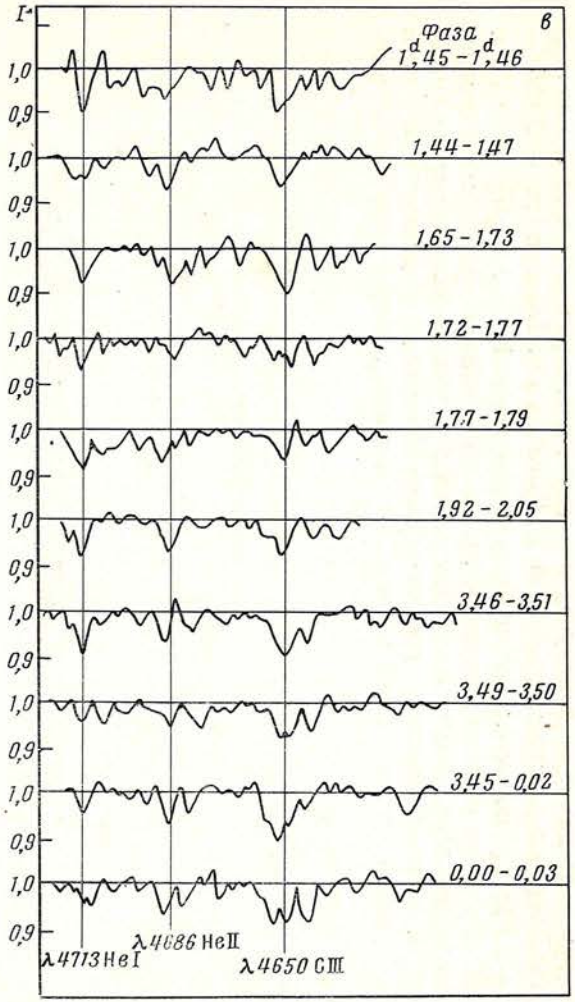
Эквивалентные ширины линий поглощения водорода и гелия, определенные в моменты соединений (интервалы фаз $2^d_{,}52$—$2^d_{,}68$ и $0^d_{,}80$—$1^d_{,}18$), были использованы для определения полного числа атомов водорода на втором уровне, нейтрального гелия на уровнях 2^1P^0 и 2^3P^0, ионизированного гелия на уровне 4^2F^0, а также электронной концентрации в атмосфере звезды.

Для определения полного числа атомов как H I, так и He I, He II использовалась формула для оптически тонкого слоя

$$W_\lambda = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{mc^2} f N_{0,2}\, H.$$

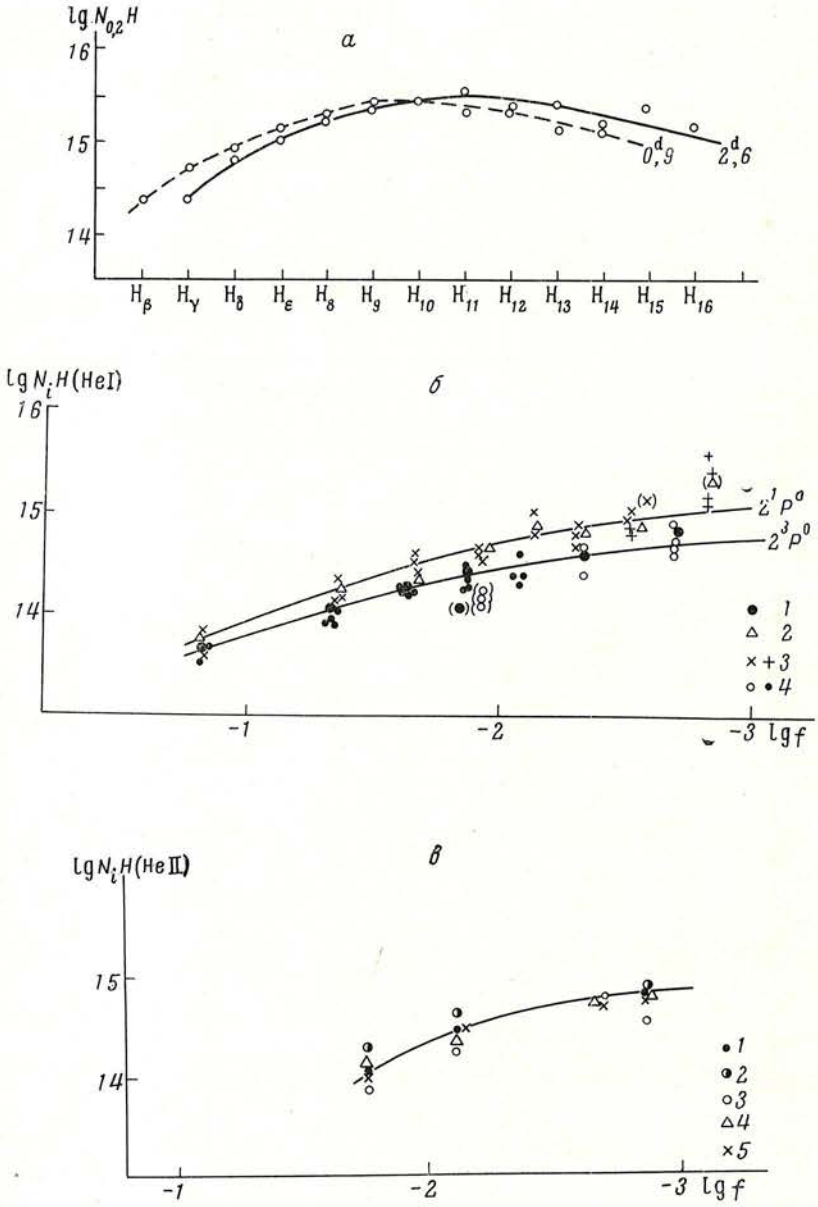
Полные числа атомов находились как предельные максимальные значения на кривых зависимостей числа атомов на возбужденных уровнях, найденных по W_λ от номера линии (для H I, фиг. 9, *а*) и от $\lg f$ (для He I и He II, фиг. 9, *б*, *в*). Эквивалентные ширины линий водорода были освобождены от влияния блендирующихся с ними линий He II пикеринговской серии. Как показывает фиг. 9, *а*, полное число атомов водорода на втором уровне, определенное по W_λ для двух противоположных элонгаций, практически одно и то же: $\lg N_{0,2}H(\text{H I}) = 15{,}45$. При построении зависимости $\lg N_{2^1P^0}H(\text{He I})$ и $\lg N_{2^3P^0}H(\text{He I})$ от $\lg f$ величины $\lg {}_{2^1P^0}H(\text{He I})$ были сведены к величинам $\lg N_{2^3P^0}H(\text{He I})$ прибавлением к первым $\lg g_{2^3P^0}/g_{2^1P^0}$. Фиг. 9, *б* показывает согласие в значениях $\lg N_{2^3P^0}$ и $\lg N_{2^1P^0}$ для противоположных соединений и различие в населенности уровней 2^3P^0 и 2^1P^0.





Фиг. 8. Наблюденные контуры линий λ4686 He II и λ4650 C III в моменты противоположных соединений (*а*); сравнение наблюденных и вычисленных $W\lambda$ линий λ4686 He II (*б*); наблюденные контуры λ4686 He II и λ4650 C III в двух противоположных элонгациях (*в*)

Электронная концентрация $\lg n_e$, как и в работе [14], определялась двумя методами: по номеру n_m последней наблюдаемой линии бальмеровской серии согласно соотношению Д. Инглиса и Э. Теллера $\lg n_e' = 23{,}26 - 7{,}5 \lg n_m$ и по методу Унзольда из соотношения $W_\lambda^{5/2} = kN_{0,2}Hn_e(R_c/0{,}45)^{3/2}$. Номер последней наблюдаемой линии определялся графической экстраполяцией зависимости между центральной глубиной бальмеровских линий R_0 и номером верхнего уровня и экстраполяцией зависимости W_λ от n к нулевой эквивалентной ширине. Значения n_m, полученные двумя мето-



Фиг. 9. Зависимости $\lg N_{0,2}H$ (H I) от номера линии (*а*); $\lg N_iH$ (He I) от $\lg f$ (*б*) (*1* — соответствуют уровню 2^3P^0; *2* — 2^1P^0 для фазы $2^d_{,}6$; *3* — уровню 2^1P^0 для фаз 0,8; 0,9; 1,1; $1^d_{,}15$; *4* — уровню 2^3P^0 для этих же фаз); $\lg N_iH$ (He II) от $\lg f$ (*в*) (*1* — фаза $2^d_{,}6$; *2* — $1^d_{,}15$; *3* — $0^d_{,}80$; *4* — $0^d_{,}90$; *5* — $1^d_{,}1$)

дами, совпали в пределах ошибок. С этим значением n_m найдена эффективная ионная плотность $\lg n'_e$. Для перехода к электронной плотности введена поправка $\Delta \lg n_e$ за влияние температуры на расширение водородных линий согласно И. М. Копылову [25]. Табл. 1 из этой работы дает $\Delta \lg n_e = -0{,}14$ для звезд подобного спектрального класса. Электронная плотность, найденная по последнему номеру, относится к верхним слоям атмосферы звезды. Второй метод определения электронной плотности из соотношения Унзольда дает верхнюю границу n_e, поскольку использованное здесь $\lg N_{0,2}H$(H I) представляет собой лишь нижний предел. В формулу Унзольда входит величина R_c — предельная максимальная глубина линии, наблюдаемая в спектре звезды. Эта величина найдена равной 0,33. Формула Унзольда была применена для H_γ и H_δ, для $\lg n_e$ (H_γ, H_δ) было взято среднее значение; в это среднее были введены поправки за влияние электронов и за переналожение крыльев водородных линий согласно [25]. Окончательные результаты приведены ниже:

n_m ... 16,3	$\lg N_{0,2} H$ (HI) ... 15,45
R_c ... 0,33	$\lg N_{2^3}P^0 H$ (HeI) ... 14,75
$\lg n_e(n_m)$ ... 14,02	$\lg N_{2^1}P^0 H$ (HeI) ... 15,00
$\lg n_e$ (H_γ, H_δ) ... 13,97	$\lg N_{4F} H$ (HeII) ... 14,80

Значения параметров для двух противоположных соединений практически совпадают, поэтому здесь приводятся значения средних из них. Приведенные значения параметров атмосферы АО Cas в моменты обоих соединений не показывают каких-либо отличий от соответствующих значений параметров для звезд подобного спектрального класса.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить И. М. Копылова за внимание к работе и Г. Н. Панкратову за приготовление чертежей.

Апрель 1966 г.

Литература

1. P. Gutnick. Astron. Nachr., 1920, N 5061; Atti. Pontif. Accad. Romana Nonvi, Lincei, 1923, **76**, sessio VI, may 20.
2. J. Stebbins. Publ. Washburn Obs., 1928, **15**, 76.
3. P. Gutnick, F. Pavel. Astron. Nachr., 1921, N 5156.
4. M. Gussow. Astron. Nachr., 1929, N 5683.
5. A. L. Bennett. Astron. J., 1938, **47**, 104.
6. H. G. Horak. Astrophys. J., 1949, **110**, 443.
7. F. B. Wood. Astrophys. J., 1948, **108**, 28.
8. W. S. Adams, G. Stromberg. Astrophys. J., 1918, **47**, 329.
9. J. A. Pearce. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1926, **3**, 275.
10. O. Struve, H. G. Horak. Astrophys. J., 1949, **110**, 447.
11. А. Н. Дадаев. Изв. ГАО, 1954, **19**, вып. 5, № 152.
12. R. M. Petrie. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1950, **8**, 319.
13. G. Mannino. Contr. dell'Osservatorio Astrofisico dell'Universita di Padova in Asiago, 1959, N 103.
14. Т. С. Галкина. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **36**, 175.
15. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **20**, 156.
16. P. Botto, M. Hack. Memorie della societa astronomica Italiana. 1962, **33**, N 2, 159.
17. Г. А. Шайн. Poulkovo Obs. Circular, 1937, N 22, 3.
18. R. M. Petrie. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1939, **7**, 205.
19. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1956, **16**, 129.
20. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 242.
21. R. M. Petrie. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1950, **8**, 319.
22. J. W. Evans. Astrophys. J., 1941, **93**, 275.
23. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **30**, 69.
24. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **32**, 108.
25. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, **26**, 232.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII, 1967 г.

ИЗУЧЕНИЕ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ С ОБОЛОЧКОЙ AX Mon

А. А. Боярчук, И. И. Проник

На основании 38 спектрограмм с дисперсией от 13 до 33 Å/*мм*, полученных в 1959—1966 гг., исследовались характеристики системы AX Mon. Показано, что система состоит из горячей звезды B1 IV и холодной звезды K0 III, которые окружены асимметричной оболочкой (фиг. 4). Оболочка образуется вследствие истечения материи с поверхности горячей компоненты со скоростью ~10 *км/сек*. Показано, что особенности соотношений интенсивностей линий поглощения горячей компоненты объясняются дефицитом водорода в его атмосфере.

A STUDY OF A BINARY SYSTEM WITH AN ENVELOPE AX Mon, by *A. A. Boyarchuk* and *I. I. Pronik*.— The characteristics of the binary AX Mon are studied on the basis of 38 spectrograms obtained with dispersion from 13 to 33 Å/mm during 1959—1966. It is shown that the system consists of a hot B1 IV type star and a cold KO III star, which are surrounded by an asymmetrical envelope (fig. 4). The envelope is forming as a result of outflow of matter from the surface of the hot component with a velocity about 10 km/sec. The peculiarities in the absorption line intensity ratios are explained by a hydrogen deficiency in its atmosphere.

Интересная звезда AX Mon уже давно привлекает внимание астрономов. Еще в 1898 г. в ее спектре были обнаружены эмиссионные линии. Последующие наблюдения показали, что интенсивность и характер линий меняются со временем. Общий характер спектра позволил отнести AX Mon к пекулярным звездам Be. На высокодисперсионных спектрограммах удалось обнаружить в районе H_α линии поглощения, соответствующие спектру звезды позднего спектрального класса. Оказалось, что положение этих линий меняется с периодом 235^d [1]. Таким образом, было установлено, что AX Mon является двойной звездой. Дальнейшие исследования показали, что и другие линии меняют свое положение с этим же периодом [2].

Цель этой работы — уточнение характеристик компонент AX Mon и получение некоторых данных о строении оболочки.

НАБЛЮДЕНИЯ

В 1959—1966 гг. на большом стеклянном призменном спектрографе и на дифракционном спектрографе АСП-11 1,22-*м* телескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР были получены 38 спектрограмм звезды AX Mon. Некоторые данные об этих спектрограммах приведены в табл. 1.

Из табл. 1 видно, что наиболее часто наблюдения проводились с конца 1963 по начало 1966 г., т. е. почти два периода.

Простой просмотр спектрограмм позволил заметить большое разнообразие линий и их изменение со временем. Так, в спектре помимо широких линий поглощения, характерных для спектров горячих звезд B, наблюдаются резкие линии поглощения и довольно широкие линии излу-

Таблица 1

Дата	Дисперсия, Å/мм	Пластинка	Число спектрограмм	Область спектра, Å	Фаза
25.X 1959 г.	23 у H_γ	103a-O	1	3700—5500	0d,96
29.X	23 у H_γ	103a-O	1	3700—5500	0,97
13.IX 1962 г.	35	103a-F	1	5500—6600	0,49
7.XI 1963 г.	35	0a-F	1	5500—6600	0,29
3.XII	35	0a-F	1	5500—6600	0,41
17.II 1964 г.	33	0aO	1	3600—5000	0,73
18.X	13	0aO	1	3600—4200	0,78
26.X	35	0a-F	1	5500—6600	0,82
5.XII	13	0aO	2	3600—5000	0,99
10.XII	13	0aO	1	3600—4200	0,01
30.XII	33	0aO	1	3600—5000	0,10
3.I 1965 г.	35	0a-F	1	5500—6600	0,11
12.II	13	0aO	1	4100—4700	0,28
15.II	13	0aO	1	3600—4200	0,30
15.II	33	0aO	1	3600—5000	0,30
15.III	13	0aO	1	3600—4200	0,42
19.III	33	0aO	1	3600—5000	0,43
25.III	13	0aO	1	4100—4700	0,46
12.X	13	0aO	1	3600—4200	0,33
12.X	33	0aO	1	3600—5000	0,33
26.X	13	0aO	1	3600—4200	0,39
26.X	33	0aO	1	3600—5000	0,39
4.XI	13	0aO	1	3600—4200	0,43
9.XI	13	0aO	1	4300—5000	0,45
9.XI	33	0aO	1	3600—5000	0,45
11.XII	13	0aO	1	3600—4300	0,59
14.XII	33	0aO	1	3600—5000	0,60
30.XII	13	0aO	2	3600—5000	0,67
5.II 1966 г.	13	0aO	1	4300—5000	0,82
12.II	13	0aO	1	3600—4200	0,85
12.II	33	0aO	2	3600—5000	0,85
26.II	13	0aO	1	4360—5000	0,91
26.II	13	0aO	2	3600—5000	0,91
2.IV	33	0aO	1	3600—5000	0,06

чения. Интенсивность линий последних двух групп сильно меняется со временем.

Все спектрограммы измерены на микрофотометре КрАО, регистрирующем непосредственно интенсивности [3]. На основании регистрограмм были получены контуры и эквивалентные ширины всех линий.

Как уже отмечалось выше, интенсивность резких линий поглощения оказалась переменной. В табл. 2 приведены значения эквивалентных ширин некоторых резких линий поглощения. Пустое место означает, что интенсивность линии не превышала флуктуаций зерна эмульсии, тире соответствует отсутствию надежных наблюдений данной спектральной области в этот момент, «эм» означает, что линия наблюдалась в эмиссии.

Из табл. 2 видно, что число водородных линий, наблюдаемых в спектре AX Mon, заметно меняется с фазой. Так, в фазах 0,39—0,67 можно было проследить линии поглощения водорода до H_{27} — H_{29}, а в остальное время всего лишь до H_{13} — H_{18}. Это, вероятно, связано с общим усилением всех резких линий поглощения при фазах 0,39—0,67.

Таблица 2

λ, A	Элемент, мультиплет	Фаза												
		$0^d,01$	$0^d,10$	$0^d,30$	$0^d,33$	$0^d,39$	$0^d,42$	$0^d,43$	$0^d,45$	$0^d,59$	$0^d,67$	$0^d,73$	$0^d,85$	$0^d,91$
4233,17	Fe II, 27	эм	эм	эм	эм	—	0,83	0,43	0,38	0,49	0,72	эм	0,42	0,51
4178,86	Fe II, 28	эм	эм	эм		—	0,36	0,24	—	1,62	0,12	эм	эм	
4173,45	Fe II, 28	эм	эм	эм		—	0,34	0,17	—	1,24	0,16	эм	эм	
4130,88	Si II, 3					—	0,32	0,18	0,27	1,20	0,21	0,06	эм	0,13
4128,05	Si II, 3					—	0,29	0,23	0,23	0,17	0,07	0,09	эм	0,17
3933,66	Ca II, 1	0,13		0,17	0,26	0,64	0,97	0,80	1,06	1,11	1,11	0,76	1,29	0,52
3750,15	H_{12}	0,92	0,98	0,86	1,30	1,56	1,68	1,42	1,62	1,32	2,40	1,29	0,56	0,18
3734,37	H_{13}	0,78	0,51	0,62	0,70	0,91	1,06	1,39	1,32	1,40	1,20	0,75	0,59	
3721,94	H_{14}	0,57		0,85	0,57	0,83	0,87	1,04	0,96	1,02	0,96	0,53	0,58	
3711,97	H_{15}	0,46		1,30	0,38	0,67	0,85	1,05	1,33	0,88	0,69	0,35	0,75	
3703,86	H_{16}	0,51		0,85	0,18	0,82	0,75	0,99	1,25	0,90	0,61	0,16	0,31	
3697,15	H_{17}	0,32			0,41	0,67	0,69	0,75	1,21	0,88	0,45	0,55	0,40	
3691,56	H_{18}	0,35				0,51	0,57	0,74	0,94	0,74	0,43			
3686,83	H_{19}					0,35	0,52	0,48	1,01	0,65	0,38			
3682,81	H_{20}					0,26	0,45	0,42	0,67	0,65	0,32			
3679,36	H_{21}					0,24	0,29	0,33	0,86	0,87	0,37			
3676,36	H_{22}					0,16	0,33	0,40	0,63	0,44	0,31			
3673,76	H_{23}					0,31	0,22	0,54	0,28	0,47	0,34			
3671,49	H_{24}					0,21	0,23	0,38	0,19	0,43	0,26			
3669,47	H_{25}					0,19		0,34	0,08	0,36	0,21			
3667,68	H_{26}					0,14		0,33		0,34	0,19			
3666,10	H_{27}					0,14		0,20			0,13			
3664,68	H_{28}							0,22			0,09			
3663,41	H_{29}							0,12			0,12			
Даты		10.XII 1964 г.	30.XII 1964 г.	15.II 1965 г.	2.X, 12.X 1965 г.	26.X 1965 г.	15.III 1965 г.	19.III, 4.XI 1965 г.	9.XI 1965 г.	11.XII 1965 г.	30.XII 1965 г.	17.II 1964 г.	12.II 1966 г.	26.II 1966 г.

Эквивалентные ширины широких линий горячей компоненты мало менялись с фазой. Поэтому мы усреднили их значения, найденные по спектрограммам для фаз от 0,85 до 0,30, когда влияние оболочки минимально (см. ниже). Результаты приведены в табл. 3.

Таблица 3

λ, Å	Элемент, мультиплет	W_λ, Å
4651,35	C III, 1	0,46
4649,14	O II, 1	0,23
4552,65	Si III, 2	0,40
4471,48	He I, 14	1,89
4143,76	He I, 53	0,80
4025,49	He I, 19	1,03
4009,27	He I, 55	0,43
3995,00	N II, 12	0,34
3926,53	He I, 58	0,34
3920,68	C II, 4	0,33
3871,82	He I, 60	0,45
3819,61	He I, 22	0,99

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРЯЧЕЙ КОМПОНЕНТЫ

Для того чтобы иметь более надежные сведения о системе AX Mon, необходимо знать прежде всего спектральный класс и класс светимости обеих компонент. Надежного определения спектрального класса обеих компонент системы до сих пор еще не было [2]. Как видно из табл. 1, наши наблюдения в основном относятся к спектральной области $\lambda < 5000$ Å. Мы располагаем также одной спектрограммой с хорошей плотностью непрерывного спектра близ линии H_α. Однако на этом спектре нам не удалось обнаружить линий, относящихся к холодной компоненте. Поэтому мы не можем получить дополнительных сведений о холодной компоненте и примем, согласно [1], что она имеет спектральный класс K0. Что же касается класса светимости, то его можно определить после получения характеристик горячей компоненты.

На основании значений эквивалентных ширин широких линий поглощения (см. табл. 3) мы провели классификацию для изучения горячей компоненты. Результаты приведены в табл. 4.

Таблица 4

Линия	W_λ, Å	Спектральный класс
H_{10} — H_{12}		Более ранний, чем B1 III
He I, 4026 Å	1,03	B0,5 V или B5 V
He I, 4009	0,43	B1
He II, 4686	0	Более поздний, чем B1
C II, 4267	0,33	B5 Ia
C III, 4649	0,46	B1V или B2,5 Ib
N II, 3995	0,34	B1 Ia или B2,5 Ia
O II, 4642	0,25	Раньше, чем B0
Si II, 4128	0	
Si III, 4552	0,46	B0 Ib или B2 Ib
Si IV, 4116	0	Более поздний, чем B2 или более ранний, чем O6

Спектральная классификация по водородным линиям выполнялась на основании сравнения контуров их крыльев с контурами водородных линий звезд сравнения.

Из табл. 4 видно, что спектральный класс горячей компоненты AX Mon близок к B1, хотя согласие между отдельными определениями довольно плохое. Что же касается класса светимости, то положение еще хуже. Сравнительно слабые водородные линии указывают, что горячая компонента AX Mon принадлежит к сверхгигантам. На это же указывают довольно большие значения эквивалентных ширин линий C II, N II, Si III. Но, с другой стороны, большие эквивалентные ширины нейтрального гелия указывают на принадлежность горячей компоненты к главной последовательности. Таким образом, рассмотрение только интенсивностей линий не дает возможности определить светимость AX Mon.

Рассмотрим ширины линий. Они довольно большие и соответствуют скорости вращения 350 *км/сек*. Эта величина типична для горячих звезд главной последовательности [4]. С другой стороны, ни у одного сверхгиганта до сих пор не была обнаружена скорость вращения свыше 100 *км/сек* [3].

Если горячая компонента повернута к холодной все время одной стороной, то движение по орбите может вызвать ее вращение со скоростью порядка 10 *км/сек*, но никак не может увеличить эту скорость до 350 *км/сек*. Таким образом, наблюдаемая величина скорости вращения говорит в пользу того, что горячая компонента AX Mon — звезда главной последовательности.

Далее весьма вероятно, что система AX Mon является членом ассоциации I Mon [5], расстояние до которой всего 1400 *пс*, а поглощение $A_v < 0^m.5$. Если это действительно так, при $m_{pg} \approx 6^m.8$ система AX Mon должна иметь абсолютную величину $M_{pg} \approx -4^m.4$, т. е. она принадлежит главной последовательности.

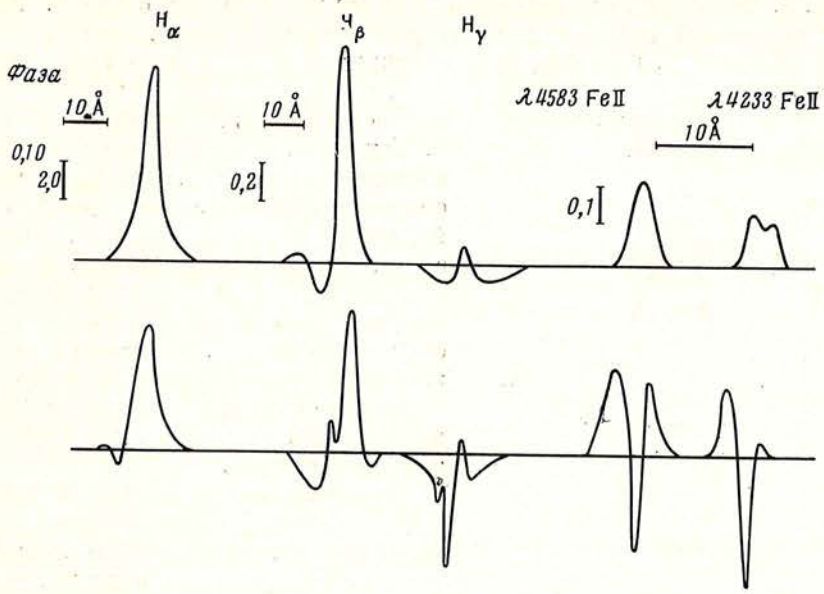
Таким образом, совокупность данных наблюдений больше соответствует предположению, что горячая компонента AX Mon является звездой главной последовательности. Противоречия же в спектральной классификации и аномалии в интенсивностях линий, вероятно, вызваны пекулярным химическим составом атмосферы горячей компоненты. В частности, заметный дефицит водорода приведет к тому, что в спектре будут наблюдаться ослабленные линии водорода и из-за уменьшения непрозрачности в непрерывном спектре усилятся линии других элементов, что и наблюдается. Дефицит водорода в атмосфере горячей компоненты AX Mon не является неожиданным. Атмосфера горячей компоненты β Lyr, у которой происходят сходные спектральные изменения, также имеет дефицит водорода [6].

Согласно [2], горячая и холодная компоненты AX Mon имеют примерно равную интенсивность излучения в районе H_α. Принимая спектральные классы B1 и K0 для горячей и холодной компонент, находим, что разность их визуальных величин равна $\sim 1^m.5$. Следовательно, если горячая компонента является звездой главной последовательности, то холодная будет гигантом.

На основании изложенного будем предполагать, что система AX Mon состоит из горячей компоненты B1 IV (?), имеющей дефицит водорода, и холодной компоненты K0 III, которые окружены протяженной газовой оболочкой.

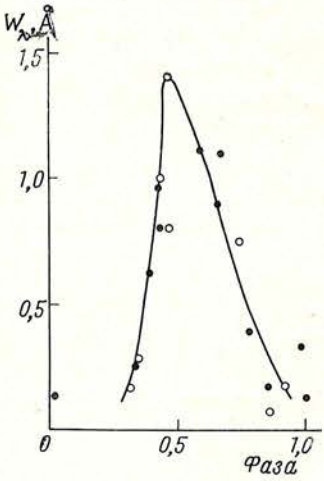
СТРОЕНИЕ ОБОЛОЧКИ

Как уже отмечалось, спектр AX Mon очень напоминает спектр типичных Be-звезд. Однако изменения контуров линий и интенсивности эмиссионных линий и линий поглощения происходят в бо́льших пределах, чем у обычных звезд Be. В этом отношении AX Mon напоминает β Lyr.



Фиг. 1. Линии оболочки AX Mon для двух фаз с наибольшими различиями контуров

На фиг. 1 для фаз 0,10 и 0,45 приведены контуры некоторых линий, являющиеся предельными случаями. При других фазах контуры имеют промежуточный вид. Изменения вида контура происходят довольно плавно. Таким образом, оболочка, окружающая горячую компоненту, несимметрична. Попытаемся определить ее форму. В оболочке возникают как эмиссионные, так и резкие линии поглощения. Очевидно, резкие линии поглощения возникают лишь в той части оболочки, которая проектируется на диск звезды, а эмиссионные линии — во всей оболочке; легко понять поэтому, что линии поглощения будут лучшим индикатором формы оболочки. Здесь целесообразнее использовать те резкие линии поглощения, которые не имеют эмиссионных компонент. На фиг. 2 представлено изменение эквивалентной ширины W_λ линии λ3933 Ca II с фазой.

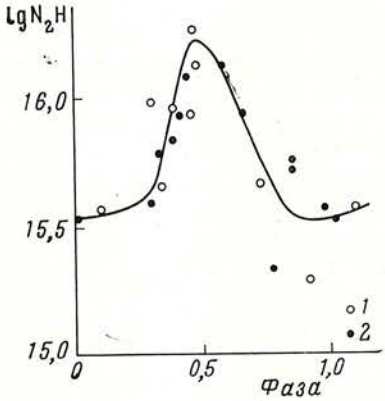


Фиг. 2. Изменение эквивалентной ширины линии оболочки AX Mon λ 3933 Ca II с фазой

Здесь хорошо видно, что W_λ начинает возрастать при фазе 0,30 и достигает максимума при фазе 0,45, изменяясь при этом не менее чем на порядок по сравнению с ее значениями для фаз около 0,0 и 1,0 (изменения эквивалентных ширин меньше чем 0,10 Å не надежны, так как каждое наблюдение представлялось, как правило, одной спектрограммой, см. табл. 1). Это означает, что по меньшей мере на порядок меняется число атомов кальция на луче зрения от фаз 0,0 и 1,0 до фазы 0,50. Рассмотрим резкие линии поглощения водорода. На основании эквивалентных ширин этих линий известными методами [7] можно определить число водородных атомов, находящихся на втором энергетическом уровне над 1 $см^2$ поверхности горячей компоненты, т. е. величину N_2H. Результаты представлены

на фиг. 3. Мы видим, что величина N_2H сильно меняется с фазой. Характер ее изменений подобен характеру изменений эквивалентной ширины линии λ3933 Ca II. При фазе 0,45 величина N_2H в 30 раз больше, чем при фазе 0,05.

На фиг. 3 разными значками обозначены данные, полученные по спектрограммам с различной дисперсией. Тот факт, что положение этих точек в среднем совпадает, означает, что инструментальное влияние здесь невелико, также невелико влияние, связанное с тем, что на фигуре нанесены данные, относящиеся к трем последующим периодам. Сравнительно небольшой разброс точек на фиг. 3 говорит о том, что изменение числа атомов в оболочке со временем намного меньше изменения наблюдаемого числа атомов из-за асимметрии оболочки.

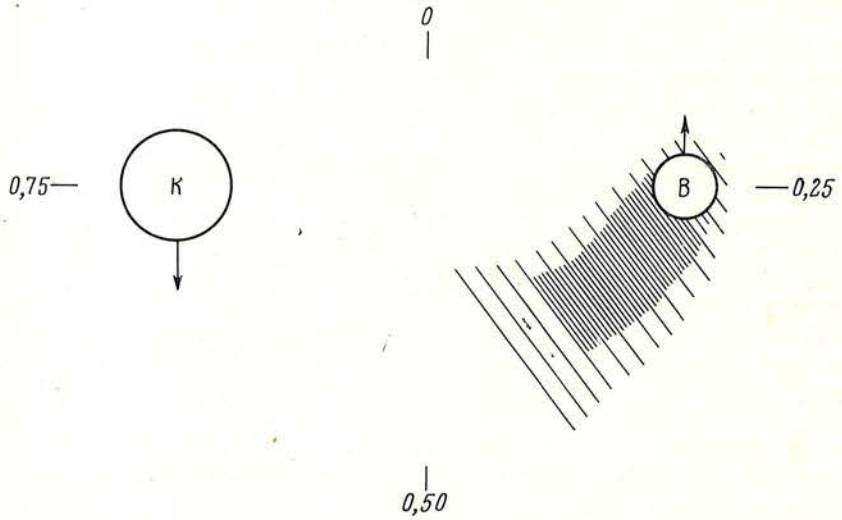


Фиг. 3. Изменение числа $\lg N_2H$ с фазой для оболочки AX Mon

1 — по спектрограммам с дисперсией 33 Å/*мм*; *2* — с дисперсией 15 Å/*мм*

Представленная на фиг. 1 и 2 картина изменения спектра резких линий поглощения качественно согласуется с описанием изменения спектра, данным в [2]. Различия имеются в значениях фаз появления и исчезновения резких линий. Это может быть вызвано различным расположением спектрограмм по периоду, а также реальными изменениями, происшедшими в AX Mon с 1963 г.

По характеру спектра резких линий поглощения можно заключить, что степень ионизации в оболочке менялась с периодом не очень сильно. Поэтому можно считать, что при фазе 0,45 мы наблюдаем над поверхностью горячей компоненты примерно в 10 раз больше атомов, чем при фазе 0,10. При фазах 0,95—0,10 отмечается заметное усиление эмиссии, т. е. оболочка имеет выступ, который и создает обсуждавшуюся выше асимметрию. На фиг. 4 схематически показана оболочка AX Mon. Более плотная штриховка соответствует более массивным частям оболочки. Контуры выступа



Фиг. 4. Схема системы с оболочкой AX Mon, полученная по изменениям линии оболочки в зависимости от фазы

установлены на основании появления и исчезновения резких линий поглощения и изменения интенсивности эмиссии.

Теперь рассмотрим вопрос о движении газа. Согласно [2], при фазе 0,5 холодная компонента имеет скорость — 41 *км/сек*. В это время H_α представляет собой симметричную эмиссионную линию и положение ее центра характеризует движение горячей компоненты [6]. Она смещена на +50 *км/сек*. Смещение H_β примерно такое же. Эмиссия у H_γ и H_δ смещена еще больше. Можно считать, что скорость горячей компоненты превышает +50 *км/сек*. Резкие линии поглощения при фазе 0,5 дают в среднем скорость + 40 *км/сек*. Таким образом, выступ оболочки, где возникают резкие линии поглощения, «отстает» от звезды, т. е. поток вещества течет из горячей компоненты, а не из холодной, как отмечалось в [2].

Таким образом, система с оболочкой AX Mon при первом знакомстве очень похожа на обычную звезду Be, при детальном изучении обнаруживает ряд отличий. Необычная форма оболочки, перемещение ее вещества в сторону холодной компоненты, а также аномалии в химическом составе горячей компоненты говорят о нестабильности последней. Эта нестабильность выражена значительно сильнее, чем у обычных Be-звезд. Причины, вызывающие нестабильность горячей компоненты, остаются неясными. Очевидно, здесь действует тот же механизм, что и у обычных Be-звезд. Присутствие второй компоненты лишь способствует проявлению нестабильности. Дальнейшее развитие AX Mon трудно предугадать. Возможно, эта звезда пройдет путь эволюции AG Peg, которая из пекулярной звезды Be за 40 лет превратилась в симбиотическую звезду.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность Г. Н. Шараповой за большую помощь при выполнении этой работы.

30 апреля 1966 г.

Литература

1. P. W. Merrill. Astrophys. J., **116**, 498, 1952.
2. A. P. Couley. Astrophys. J., **139**, 817, 1964.
3. Б. П. Абражевский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 331.
4. И. М. Копылов, А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1959, **21**, 40.
5. A. A. Hoag, E. v. P. Smith. Publ. Astron. Soc. Pacific, **71**, 32, 1959.
6. А. А. Боярчук. Астрон. ж., **36**, 766, 1959.
7. А. А. Боярчук. Вопросы космогонии, 1960, **7**, 231.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗВЕЗД V 568 Cyg И o Her

Т. М. Рачковская

На основании спектрограмм, полученных с дисперсией 15 Å/*мм*, проведено сравнение спектров V568 Cyg и oHer — звезд типа Ia со спектрами нормальных звезд того же спектрального класса. Сравнение показало, что заметных различий между спектрами сравниваемых звезд нет.

A SPECTROSCOPIC STUDY OF V568 Cyg and o Her, by *T. M. Rachkovskaya*.— The spectra of two Ia type stars, V568 Cyg and o Her, are compared to those of normal stars of the same spectral type using spectrograms obtained with dispersion 15 Å/mm. The comparison did not reveal any appreciable differences between the spectra of the compared stars.

В работах [1—3] нами изучено несколько звезд ранних спектральных классов типа RW Aur для сравнения их спектров со спектрами нормальных звезд. Между звездами этого типа и неправильными переменными ранних спектральных классов — типа Ia [4] — трудно провести границу, поэтому представляется интересным проделать такое же сравнение и для звезд типа Ia. Сопоставление звезд различных типов, но имеющих некоторые общие признаки, интересно с точки зрения звездной эволюции.

В нашей работе излагаются результаты сравнения спектров двух звезд— V568 Cyg и o Her типа Ia — со спектрами нормальных звезд ξ Cas (звезда сравнения для V568 Cyg) и 9α Del и α Peg (звезды сравнения для o Her). Как видно из табл. 1, спектральные классы сравниваемых звезд достаточно близки.

Таблица 1

Звезда	m_{pg}	Sp	$v \sin i$, *км/сек*
V568 Cyg	6^m6—6^m9	B2,5	118
ξ Cas	4,85	B2,4	135
o Her	4,1—4,2	B9,5	185
9α Del	3,86	B9,5	144
α Peg	2,45	B8,5	161

Наблюдения производились на дифракционном спектрографе 1220-*мм* рефлектора Крымской астрофизической обсерватории с дисперсией 15 Å/*мм* на пластинках Kodak 0a-O и Kodak 0a-F. Спектральные интервалы и условия наблюдения указаны в табл. 2.

Таблица 2

Звезда	Дата, 1965 г.	Экспозиция	Спектральная область, Å
V568 Cyg	22.VI	1^h10^m	λλ3600—4400
		1 45	3600—4400
		2	4400—4900
	1.VII	2	4400—4900
	8.VII	3	4400—4900
		2	3600—4400
		1 15	3600—4400
	14.VII	2	3600—4400
	2.VIII	2 30	4400—4900
o Her	25.VI	10^m	3600—4400
	1.VII	12	3600—4400
		18	3600—4400
		10	3600—4400
		13	4400—4900
		13	4400—4900
		15	4400—4900
	2.VIII	1^h30^m	5900—6800
	4.VIII	1 50	5900—6800
		2	5900—6800

Для калибровки спектрограмм на спектрографе ИСП-51 был сфотографирован сплошной спектр со ступенчатым ослабителем на пластинках того же сорта и проявлен одновременно со спектрограммами звезд. Обработка спектрограмм проводилась на микрофотометре в прямых интенсивностях [5]. Были получены контуры водородных линий и определены эквивалентные ширины W_λ всех спектральных линий.

Табл. 3 и 4 содержат результаты обработки спектрограмм. Для W_λ приведено среднее значение по нескольким спектрограммам, n — число использованных спектрограмм.

В спектре звезды V568 Cyg присутствуют линии всех элементов, типичных для звезд класса B. Известно [6], что в спектре этой звезды наблюдалась сильная эмиссия в H_α, но нам, к сожалению, спектрограммы в этой области получить не удалось из-за слабости звезды. Линия H_β на наших спектрограммах сильно недодержана, и W_λ для этой линии мы не определяли. При рассмотрении контура линии H_γ можно высказать лишь предположение об имеющемся здесь слабом эмиссионном наложении на линию поглощения. W_λ водородных линий для V568 Cyg несколько меньше, чем для звезды сравнения. Сравнение эквивалентных ширин всех остальных линий звезды V568 Cyg с таковыми же для звезды ξ Cas показало, что существуют различия в пределах точности определения W_λ.

Рассмотрим спектр звезды oHer. Как видно из табл. 4, в этой звезде присутствуют химические элементы, наблюденные и в звездах сравнения, за исключением слабых линий Fe II. Сравнивая эквивалентные ширины линий He I, можно заметить, что эти линии в спектре oHer имеют такие же интенсивности, как в звезде α Peg, но меньше, чем в 9α Del.

Водородные линии oHer наблюдаются в поглощении без заметных следов эмиссии. Лишь в H_α на линию поглощения накладывается эмиссия в виде двух компонент. На фиг. 1 сплошной линией представлен контур H_α для двух дат наблюдений, отделенных интервалом в два дня. Как видно, за это время существенных изменений в линии H_α не произошло. На этой же фигуре приведены контуры H_α и для звезд сравнения: штриховая линия — контур α Peg, пунктир — 9α Del. Контуры достаточно хорошо

Таблица 3

λ, Å	Элемент	V568 Cyg B2,5		ξ Cas B2,4	
		W_λ, Å	n	W_λ, Å	n
4713	He I	0,36	4		
4481	Mg II	0,33	4	0,30	4
4471	He I	1,54	4	1,34	4
4438	He I	0,16	4	0,10	3
4388	He I	0,98	4	0,88	4
4340	H_γ	5,80	4	7,75	4
4267	C II	0,31	4	—	
4169	He II, O II	0,18	4	0,16	2
4144	He I	0,88	4	0,84	4
4131	Si II	} 0,20	3	} 0,26	2
4128	Si II				
4121	He I	0,32	4	0,31	4
4102	H_δ	6,10	4	7,20	4
4026	He I	1,40	4	0,99	4
4009	He I	0,68	4	0,66	4
3995	N II	0,18	3	—	
3970	H_ε	6,54	4	6,75	4
3933	K Ca II	0,26	4	0,26	4
3927	He I	0,49	4	0,35	4
3919	C II	0,20	4	0,18	4
3889	H_8	6,12	4	6,20	4
3872	He I	0,15	4	0,16	4
3867	He I	0,21	4	0,18	4
3864	Si II	0,10	4	0,10	4
3856	Si II	0,12	4	0,11	2
3835	H_9	5,92	4	6,32	4
3820	He I	1,30	4	1,40	4
3798	H_{10}	5,24	4	6,24	4
3771	H_{11}	4,10	4	5,02	4
3750	H_{12}	2,96	4	3,72	4
3734	H_{13}	2,00	4	2,65	4
3727	H_{14}	1,11	4	1,90	4
3712	H_{15}	0,66	3	1,21	4
3706	H_{16} + He I	0,58	3	0,68	4
3697	H_{17}	0,20	1		
3691	H_{18}	0,12	1		

совпадают в крыльях, поэтому можно думать, что центральные части контуров для указанных звезд не должны сильно различаться.

Это обстоятельство дало возможность графически освободить линию поглощения H_α от эффекта эмиссии, что позволило определить эквивалентную ширину линии поглощения H_α для звезды o Her (см. табл. 4). Прежде чем перейти к определению различных характеристик атмосфер исследуемых звезд, отметим, что мы использовали ту же методику и формулы, что и в работах [1—3].

Для всех исследуемых звезд были определены спектральные классы (см. табл. 1). Отметим, что при определениях спектральных классов ранних B-звезд, где линий достаточно много, совпадение оценок по различным линиям весьма хорошее.

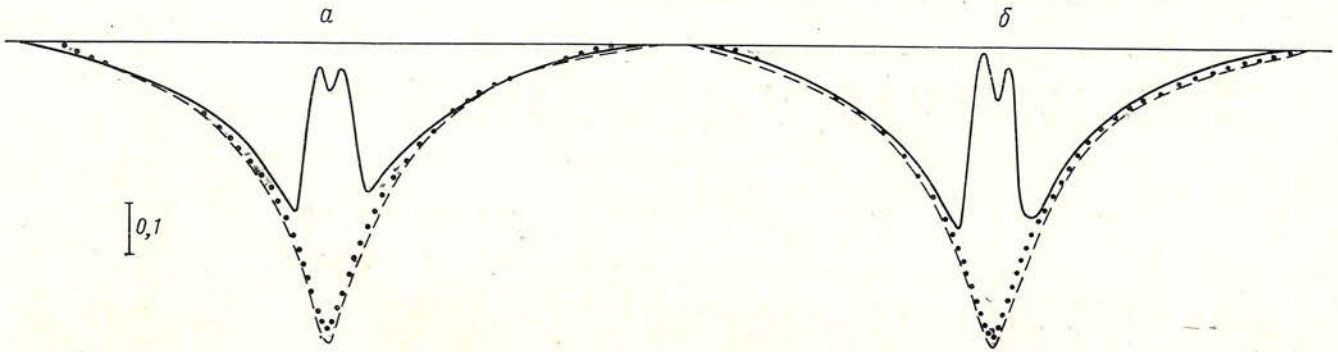
Таблица 4

λ, Å	Элемент	o Her B9,5		9α Del B9,5		α Peg B8,5	
		W_λ, Å	n	W_λ, Å	n	W_λ, Å	n
6563	H_α	11,5	3	11,0	2	12,00	3
6516	Fe II	0,62	3	0,74	2	0,60	3
4861	H_β	14,6	4	13,4	6	15,9	4
4584	Fe II	—		0,20	5	0,11	2
4550	Fe II	—		0,17	5	0,13	2
4481	Mg II	0,42	3	0,50	6	0,35	2
4471	He I	0,18	3	0,32	6	0,14	2
4388	He I	0,10	2	0,21	2	—	
4385	Fe II	0,13	3	0,25	5	0,13	2
4340	H_γ	10,27	4	11,8	4	13,5	5
4314	Fe II	—		0,17	3	0,31	5
4300+3	Fe II			0,19	3	0,16	4
4144	He II	—		0,27	4	—	
4131	Si II	0,32	4	0,29	4	} 0,26	2
4128	Si II	0,22	4	0,36	4		
4121	He I	—		0,13	3	—	
4102	H_δ	11,8	4	10,7	3	10,7	2
4026	He I	0,18	3	0,36	4	0,11	2
3970	H_ε	10,6	4	10,9	4	10,0	2
3933	K Ca II	0,73	4	0,62	4	0,58	2
3889	H_8	10,3	4	9,73	4	9,65	2
3864	Si II	0,08	1	0,10	4	0,09	2
3856	Si II	0,10	3	0,16	4	0,09	2
3835	H_9	9,33	4	9,18	4	9,60	2
3820	He I	—		0,14	4	—	
3798	H_{10}	7,87	4	7,68	4	7,65	3
3771	H_{11}	6,66	4	6,15	4	6,25	5
3750	H_{12}	5,03	4	4,10	4	4,40	5
3734	H_{13}	3,91	4	3,24	4	3,35	5
3727	H_{14}	2,65	4	2,26	4	2,40	5
3712	H_{15}	1,93	4	2,02	4	1,78	5
3706	H_{16}	1,05	4	1,38	4	1,12	5
3697	H_{17}	0,97	2	—		0,80	5
3691	H_{18}	0,52	2	—		0,53	5
3687	H_{19}					0,48	5

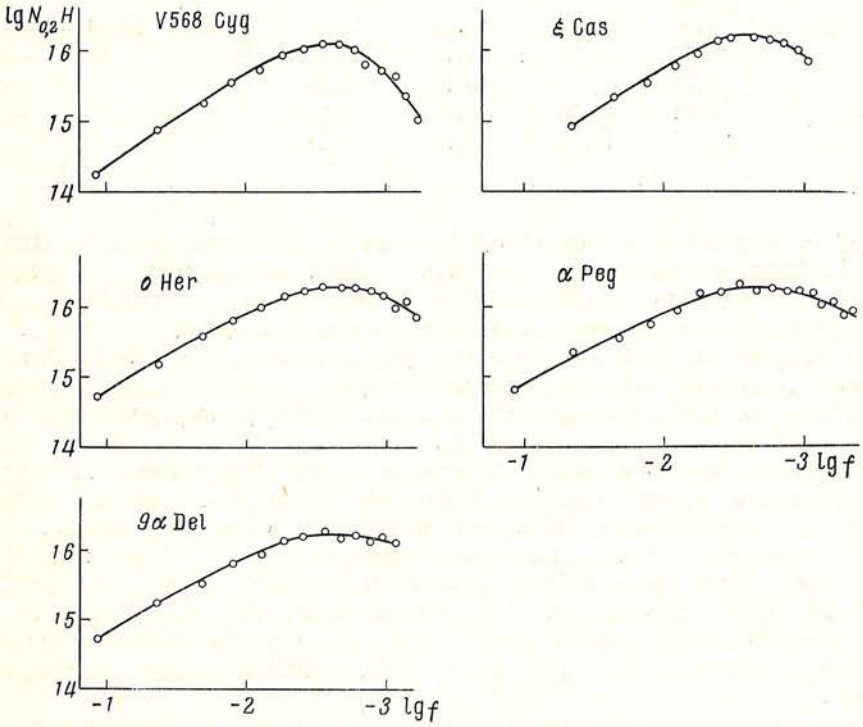
При определении спектрального класса звезд oHer, 9α Del и α Peg использовались линии элементов He I, Si II, Fe II, Mg II; затем, приписывая больший вес наиболее уверенным определениям, мы получили средние спектральные классы, которые записаны в табл. 1. В табл. 1 приведены скорости вращения $v \sin i$, определенные нами по линии λ4481 Å для всех звезд.

В табл. 5 даны полученные нами результаты исследования спектров изучаемых звезд.

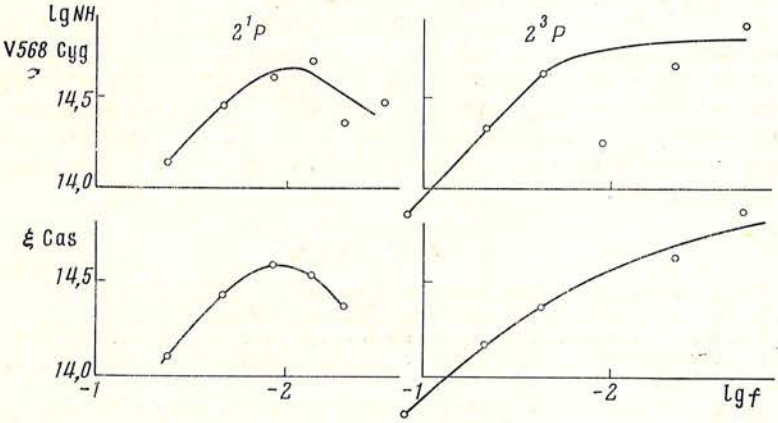
В первом столбце дается название звезды. Второй столбец содержит предельные центральные глубины линий R_c. Следует отметить несколько меньшее значение R_c у звезды V568 Cyg, чем у нормальной ξ Cas. Значение R_c для oHer и звезд сравнения практически одно и то же. Третий столбец дает значение логарифма электронной плотности, определенной по



Фиг. 1. Сравнение контуров линии H_α для o Her и звезд сравнения 2.VIII 1965 г. (*а*) и 4.VIII 1965 г. (*б*)



Фиг. 2. Определение величины $\lg N_{0,2}H$



Фиг. 3. Определение величины $\lg NH$ нейтрального гелия для уровней 2^1P и 2^3P

Таблица 5

Звезда	R_c	$\lg n_e(m)$	$\lg n_e(H_\beta, H_\gamma, H_\delta)$	$\lg N_{0,2}H$	$\lg N_{2^3P}H$	$\lg N_{2^1P}H$	M_v
V 568 Cyg	0,56	14,00	14,84	16,08	14,80	14,68	$-1^m,38$
ξ Cas	0,62	13,90	14,75	16,15	14,82	14,58	−1,04
o Her	0,76	13,66	15,13	16,28			+0,06
9α Del	0,74	13,56	15,16	16,24			−0,13
α Peg	0,75	13,54	15,27	16,24			+0,40

номеру m последней наблюденной бальмеровской линии (формула Инглиса — Теллера, соотношение (2) в [1]). Помня, что ошибка определения $\lg n_e$ этим методом составляет около 0,05, можно заключить, что $\lg n_e(m)$ для переменных звезд несколько больше, чем для звезд сравнения.

В четвертом столбце представлены усредненные по трем линиям электронные плотности, определенные по формуле Унзольда (соотношение (3) в [1]), которая дает верхний предел n_e. Для V568 Cyg определение n_e произведено по двум линиям: H_γ и H_δ.

Предельные числа водородных атомов в атмосферах звезд на втором энергетическом уровне над 1 *см*^{2} фотосферы, полученные из кривых фиг. 2 как максимальные значения, приведены в пятом столбце. Для нахождения $\lg N_{0,2}H$ использовалась формула (1) из [1]. По этой формуле определены числа атомов нейтрального гелия в состояниях 2^3P и 2^1P над 1 *см*^{2} фотосферы. Зависимости значений $\lg N_{2^3P}H$ и $\lg N_{2^1P}H$ от значений сил осциллятора представлены на фиг. 3; в шестом и седьмом столбцах приведены $\lg N_{2^3P}H$ и $\lg N_{2^1P}H$, соответствующие насыщению кривых.

Наконец, последний столбец содержит найденные по водородным линиям (как и в [2]) значения абсолютных величин M_v. При определении M_v использовались эквивалентные ширины только уверенно наблюденных водородных линий.

Резюмируя, можно заключить, что спектры двух изученных нами переменных, V568 Cyg и o Her, не обнаруживают существенных отличий от нормальных звезд того же спектрального класса.

Работа по изучению звезд типа Ia нами продолжается, поэтому более детальное обсуждение результатов настоящей работы будет дано позже.

В заключение хочу выразить благодарность А. А. Боярчуку за советы и замечания при выполнении работы и Г. Н. Шараповой за помощь в обработке спектрограмм.

Май 1966 г.

Литература

1. Т. М. Барташ. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **31**, 37.
2. Т. М. Барташ. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 128.
3. Т. М. Рачковская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **36**, 210.
4. Б. В. Кукаркин и др. Общий каталог переменных звезд, т. I. Изд-во АН СССР, 1958.
5. Б. П. Абражевский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **36**.
6. W. C. Miller, C. G. Burwell. Publ. Astron. Soc. Pacific, 59, 28, 1947.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

Ю. С. Ефимов

Приводятся результаты поляризационных наблюдений ряда переменных звезд различных типов. Заметные изменения поляризации обнаружены у звезд RW Tri, AB Aur и RW Aur. У RW Aur найдена корреляция изменений поляризации с изменениями показателя цвета $B - V$.

POLARIZATION OBSERVATIONS OF SEVERAL VARIABLE STARS, by *Y. S. Efimov*.— Results are given of polarization observations of variable stars of different types. Appreciable polarization variations are detected for RW Tri, AB Aur and RW Aur. A correlation between polarization and $B - V$ variations is found in the case of RW Aur.

С 1961 г. в Крымской астрофизической обсерватории ведется работа по изучению переменности звездной поляризации. Как показано, например, в работах [1—5] и подтверждено в [6], поляризация света ряда звезд является переменной. В данной статье приводятся результаты наблюдений поляризации света некоторых переменных звезд. Наблюдения были выполнены в 1961—1965 гг. в интегральном свете на поляриметре Крымской астрофизической обсерватории, описанном в [7]. Большинство наблюдений было произведено с помощью двойного 40-*см* астрографа, часть из них получена с использованием 125-*см* рефлектора, установленного на Южной станции Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга. Методика наблюдений и обработки описана в [7, 8].

Для того чтобы иметь возможность получать из измерений не только параметры поляризации, но также блеск и цвет звезды, нами в 1965 г. были произведены некоторые изменения в схеме, описанной в [8]. Описание всех произведенных изменений будет дано в другой статье.

Основным критерием при выборе звезд для наблюдений было наличие явлений звездной нестационарности, для объяснения которых привлекался механизм синхротронного излучения. Поскольку заранее не было известно, у каких звезд следует ожидать наличие собственной поляризации излучения, то учитывались также особенности спектра, кривой блеска, характер двойственности и т. п.

Результаты наблюдений выбранных нами звезд представлены в табл. 1. В ней последовательно даются: название и номер звезды по каталогу HD или другое ее обозначение, тип переменности, спектральный класс, галактические долгота и широта в старой системе [9] по данным, приведенным в [10], или из литературы, указанной в примечаниях (столбец 16). В столбце 6 приводится интервал времени, в течение которого проводились наблюдения (в юлианских днях). Далее приводятся измеренные нами средние значения степени поляризации P и позиционного угла плоскости поляризации θ (в градусах) в экваториальной системе координат с их среднеквадратичными уклонениями σ_P и σ_θ соответственно. Там же приведены

Звезда, HD	Тип по [10]	Спектральный класс	$l°$	$b°$	Интервал наблюдений, J. D.
10516 φ Per	Ia	B1pe	099	—11	2437988—991, 2437550—606
5.1938 RW Tri	EA		115	—29	2439060
31293 AB Aur	RW	A0ep	140	—07	2437988—8469, 2437607—639, 2435375, 2435368
240764 RW Aur	RW	dG5e (T)	142	—05	2437730—993, 2437607—640
107760 AS Dra	Уникальная	G3 V—K0 V	092	44	2437730—851, 2437454—457
178125 Y Aql	ell	B8	012	00	2437854—884
182989 RR Lyr	RRa	A8 — F7	042	11	2437843, 2437489—584
193237 P Cyg	Ne	B1eq	044	00	2437872—888 2435349
193576 V444 Cyg	EA	O6 + WN5,5	044	01	2439058—063 2437495—613
BD + 43°4305 EV Lac	UV	dM4,5ep	069	—13	2439058—063

Таблица 1

P, %	σ_P, %	$\theta°$	σ_θ°	θ_Γ°	A_v	p/A_v	N	n	Примечание
0,93	0,10	55,0	3	42	0,91	0,022	3	22	
0,76	0,11	39,1					7	25	[7]
1,06		29,0							[18]
0,88		38,0							[33]
1,0 (вне затмения)		140,0		114	1,44	0,015	1	10	
11,2 (в минимуме)		165,0							
0,33	0,10	101,5	4	50	0,77	0,010	11	75	
0,09	0,16	100,0					7	16	[7]
0,00									[18]
0,30 } 0,00 }		11,0							[12]
1,00	0,60	93,5	20	40	0,16	0,137	3	22	
0,46	0,54	92,8					7	25	[7]
0,46	0,25	115,0	7	122	0,08:	0,120	10	37	
0,09	0,29	137,3					2	4	[7]
0,85	0,20	94,0	6	155	0,45	0,040	10	42	
0,53	0,33	103,0	13	165	0,40	0,024	1	15	
0,15	0,12	87,8					23	55	[7]
0,31		61,0							[33]
0,34		126,0							[34]
1,1—1,3		32—35							[26]
1,01	0,22	52,5	7	106	1,90	0,012	10	50	
1,7		37,0							[12]
1,10		34,0							[18]
1,06		37,0							[14]
0,25	0,17	141,0	20	14	3,00	0,002	5	10	
0,38	0,18	134,0					25	53	[7]
0,69		150,0							[14]
0,78		156,0							[18]
0,00 } 0,90 }		— 162,0							[12]
0,40	0,30	60,0	15	86	0,24	0,036	5	21	

значения параметров поляризации по данным других авторов (ссылки на соответствующие работы даны в столбце 16). Позиционный угол плоскости поляризации в старой системе галактических координат $\theta_Г$, величина межзвездного поглощения A_v и отношение поляризации к поглощению p/A_v указаны в столбцах 11, 12 и 13. В столбце 14 указано число ночей, в течение которых наблюдалась звезда, а в столбце 15 — полное число наблюдений данной звезды. Столбец 16 содержит ссылки на литературу, из которой взяты данные, использованные в табл. 1.

Таблица 2

Всемирное время	Юлианская дата	Фаза	Δm	P, %	$\theta°$
22^h52^m	2439060,4528	$0^d,797$	0,00	0,71	138
23 05	,4618	,836	,00	,91	162
12	,4667	,857	,00	,21	147
19	,4715	,878	+,10	,80	155
34	,4819	,923	—,10		
35	,4826	,926	,06		
36	,4833	,929	,05		
38	,4847	,935	,06		
39	,4854	,938	+,02		
40	,4861	,941	,10		
41	,4868	,944	,17		
42	,4875	,947	,28		
43	,4882	,950	,50		
44	,4889	,953	,70		
52	,4944	,976	2,17		
53	,4951	,980	1,87		
54	,4958	,983	1,84		
55	,4965	,986	1,94		
56	,4972	,989	2,08		
57	,4979	,992	2,08	11,20	129
58	,4986	,995	2,00		
59	,4993	,998	1,94		
00	,5000	,000	1,81		
01	,5007	,004	1,64		
02	,5014	,007	1,29		
03	,5021	,010	1,14	0,17	167
10	,5069	,030	0,45		
15	,5104	,045	0,17	0,94	143
23	,5160	,070	,07	,71	136
33	,5229	,099	,07	1,24	131
38	,5264	,114	,08	0,92	133

Ниже дается краткое обсуждение результатов наблюдений отдельно по каждой звезде.

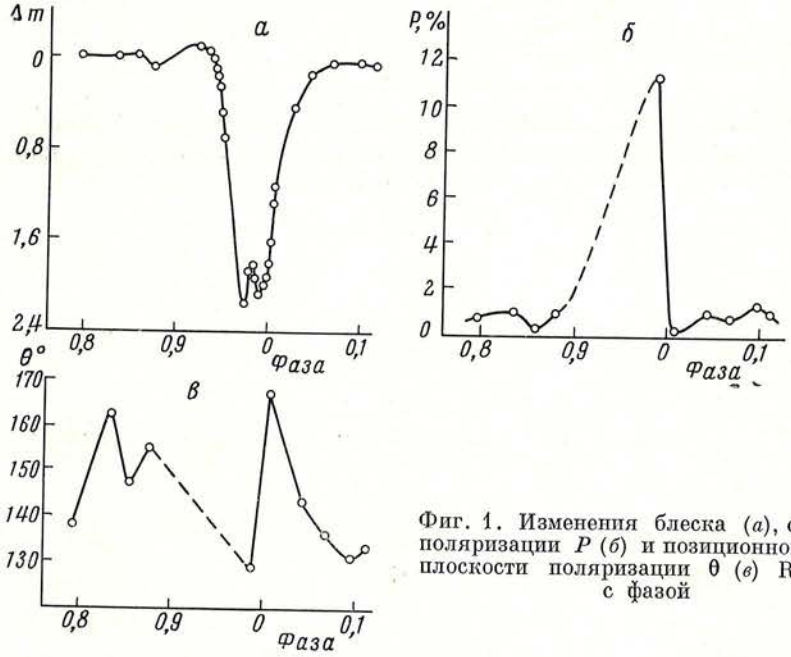
1. φ Рег. Согласно [10], звезда имеет типичный спектр оболочки и исключительно большую скорость осевого вращения на экваторе: ~500 *км/сек*. Из данных, приведенных в табл. 1, следует, что поляризацию света этой звезды можно считать постоянной по крайней мере внутри интервала наших наблюдений. Некоторые расхождения в оценках P и θ, даваемых разными авторами, могут быть обусловлены различиями в калибровке.

Отношение p/A_v, вычисленное нами на основании оценки A_v, согласно [11], не противоречит средней величине p/A_v для данной области Галактики [12, 13]. По В. Хилтнеру [14], деполяризация в этой области практи-

чески отсутствует. Поэтому поляризация света φ Per может быть целиком отнесена за счет межзвездной среды.

2. RW Tri. Звезда представляет собой затменно-двойную систему. Она относится к группе звезд, в которую входят DQ Her, UX UMa и др. Согласно [15, 16], одна или обе компоненты являются нестационарными. Блеск звезды вне затмения не остается постоянным. Минимумы очень резкие и глубокие. Амплитуда минимумов сильно меняется, период изменения блеска не строго постоянный [17]; цвет звезды меняется, во время затмения звезда становится более голубой.

Звезда наблюдалась нами на Южной станции Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга на 125-*см* рефлекторе с поляриметром Крымской астрофизической обсерватории в ночь с 26 на 27 октября 1965 г. Результаты наблюдений даны в табл. 2 и на фиг. 1.



Фиг. 1. Изменения блеска (*а*), степени поляризации P (*б*) и позиционного угла плоскости поляризации θ (*в*) RW Tri с фазой

Перед затмением и около его середины произошло легкое повышение блеска на $0{,}1-0^m{,}2$. На подобное явление обращено внимание также в [16] и [17]. Степень поляризации во время затмения резко изменилась с $\sim 1\%$ вне затмения до $\sim 11\%$ около середины затмения и затем сразу упала почти до нуля. Изменения позиционного угла слабо связаны с фазой затмения. Оценка θ_Γ и p/A_v показала, что параметры поляризации звезды вне затмения хорошо согласуются с параметрами поляризации соседних звезд в этом районе Галактики.

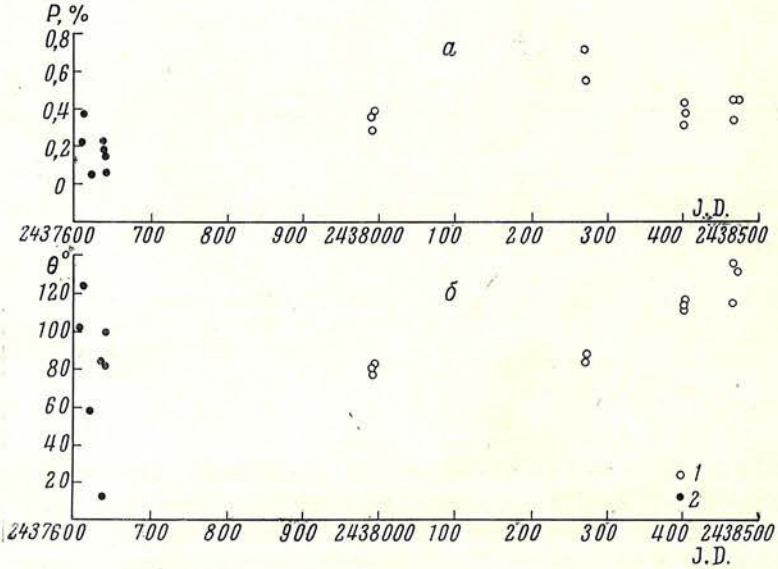
К сожалению, в 1965 г. нам не удалось провести дополнительных наблюдений этой интересной звезды. Поэтому приводимые результаты надо считать предварительными.

3. AB Aur. Среди звезд типа RW Aur эта звезда является наиболее яркой и поэтому весьма удобна для наблюдений. Результаты наших наблюдений даны в табл. 3 и на фиг. 2. На фиг. 2 использованы также данные Н. М. Шаховского [7]. Как видно из фигуры, оба параметра поляризации испытывали довольно сильные изменения, существенно превышающие вероятную ошибку наблюдения и показывающие систематический ход со временем. Фиг. 3 показывает положение средних параметров $P_x = P\cos 2\theta$ и $P_y = P\sin 2\theta$ на диаграмме P_x, P_y по всем опубликованным

Таблица 3

Дата	Юлианская дата	P, %	σ_P, %	$\theta°$	σ_θ°	n
19.XI 1962 г.	2437988,36	0,37	0,15	80,0	4	9
21.XI	989,40	,29	,15	77,0	4	11
22.XI	991,37	,38	,14	81,0	4	12
28.VIII 1963 г.	38269,55	,56	—	83,0	—	1
29.VIII	270,55	,72	,14	87,0	4	4
5.I 1964 г.	400,32	,44	,14	111,5	4	6
6.I	401,35	,33	,10	112,0	3	7
8.I	403,36	,39	,10	114,0	3	6
10.III	465,30	,46	,10	114,5	3	6
11.III	466,26	,35	,07	135,0	4	7
14.III	2438469,27	0,46	0,10	131,0	4	6

данным [7, 12, 18] и по нашим измерениям. Возле каждой точки проставлен год, к которому относится данное среднее значение поляризации. Дату наблюдений Д. Холла нам установить не удалось. Все четыре точки очень



Фиг. 2. Изменения степени поляризации P (*а*) и позиционного угла плоскости поляризации θ (*б*) AB Aur со временем

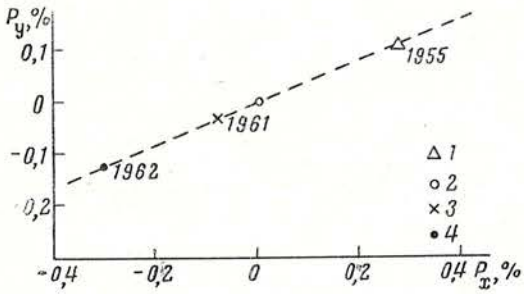
Каждый значок дает положение среднего по наблюдениям за одну дату.
1 — результаты наших наблюдений; *2* — результаты наблюдений Н. М. Шаховского [7]

хорошо ложатся на одну прямую, параметры поляризации показывают монотонное изменение со временем. При этом надо иметь в виду, что между результатами Н. М. Шаховского [7] и В. А. Домбровского [12] может быть систематическая разница: результаты В. А. Домбровского примерно в 1,3—1,5 раза выше, чем данные Н. М. Шаховского.

Приведенные результаты указывают на возможную переменность поляризации AB Aur.

4. RW Aur. Звезда была включена в программу наших наблюдений как типичный представитель типа нестационарных звезд. Мы могли наблюдать эту звезду только во время ее относительного поярчания, поскольку с имею-

щимся телескопом нам были доступны звезды только до 10,5—11^m,0. Результаты поляриметрических наблюдений, сделанных в ноябре 1962 г., показывают, что поляризация света этой звезды довольно велика, если иметь в виду ее сравнительно небольшое (примерно 160—170 *пс*) расстояние от Солнца. Величина отношения p/A_v и положение плоскости поляризации в галактической системе координат плохо коррелируют с аналогичными величинами для других звезд в окрестностях RW Aur. Даже при использовании данных Н. М. Шаховского [7] величина p/A_v=0,062 почти равна максимальной величине отношения. Это приводит к предположению о возможности собственной поляризации излучения RW Aur. Такой же вывод относительно этой звезды сделан и в работе [7].



Фиг. 3. Изменения средних параметров поляризации AB Aur со временем

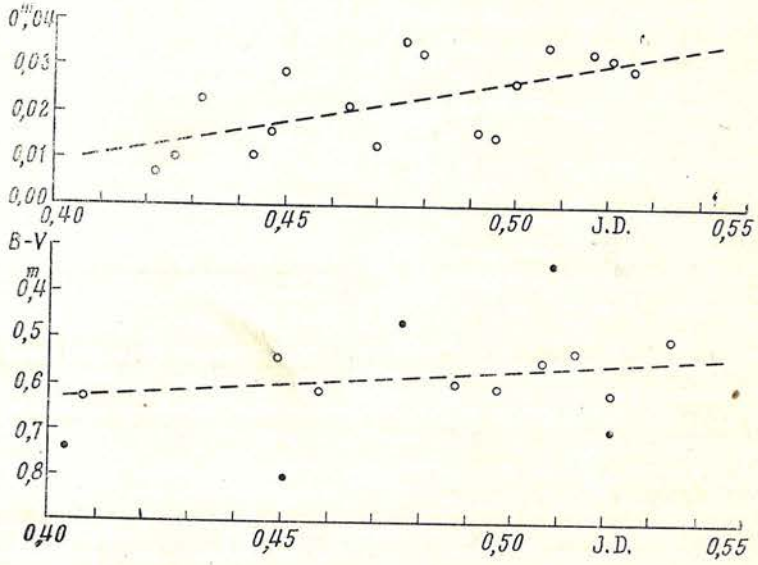
1 — наблюдения В. А. Домбровского (1955 г.); *2* — Д. Холла; *3* — Н. М. Шаховского (1961 г.); *4* — автора (1962 г.)

Для выяснения вопроса о связи флуктуаций блеска этой звезды с флуктуациями поляризации мы провели сопоставление наших поляриметрических наблюдений вместе с наблюдениями из [7] с фотометрическими наблюдениями П. Ф. Чугайнова и Г. В. Зайцевой [19], П. Ф. Чугайнова [20] и В. Г. Каретникова [21]. Не было най-

Таблица 4

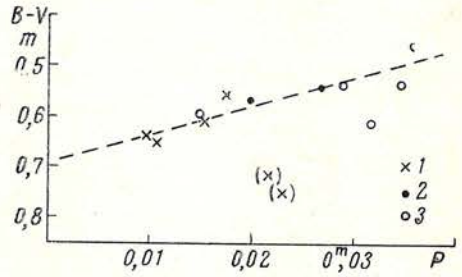
Доля юлианского дня	*P*, %	*P*	θ°	*B*—*V*
0,407				+0^m,63
,422	0,32	0^m,0070	100,0	
,426	,47	,0104	145,0	
,432	1,06	,0231	72,0	
,443	0,50	,0109	72,5	
,447	0,74	,0161	87,0	
,449				+0,54
,450	1,33	,0290	72,5	
,458				+0,61
,464	0,98	,0214	70,5	
,470	0,61	,0133	91,0	
,476	1,64	,0356	74,5	
,481	1,51	,0329	57,0	
,488				+0,59
,492	0,73	,0159	88,0	
,497	0,70	,0152	85,5	+0,60
,500	1,23	,0268	79,0	
,507	1,58	,0344	77,5	+0,54
,514				+0,52
,517	1,53	,0333	105,0	
,522	1,45	,0316	99,0	+0,61
,526	1,35	,0296	95,0	
,535				+0,49

дено корреляции колебаний параметров поляризации с колебаниями блеска. Аналогичное заключение сделано и В. Осканяном [22] при изучении им поляризации света звезд типа UV Cet. Однако для этой звезды обнаруживается корреляция изменений степени поляризации с изменениями



Фиг. 4. Изменения степени поляризации RW Aur по наблюдениям автора (каждая точка соответствует одному наблюдению) и показателя цвета RW Aur по данным [20] (кружки) и [21] (точки) за 24—25.XI 1962 г.

показателя цвета. Это видно при сопоставлении ряда измерений поляризации RW Aur (табл. 4), сделанных в ночь с 22 на 23.XI 1962 г., с колориметрическими измерениями за ту же дату, приведенными в [20, 21] (см. фиг. 4, *а* и *б*). Аналогичная зависимость прослеживается при сопоставлении поляризационных данных Н. М. Шаховского [7] с использованием наших данных за 23 и 24. XI 1962 г. с колориметрическими данными П. Ф. Чугайнова и Г. В. Зайцевой [19] (фиг. 5 и табл. 5). В обоих случаях видно, что чем голубее звезда, тем больше доля поляризованного излучения. При изменении показателя цвета на $\Delta(B-V) \approx -0^m,10$ степень поляризации изменяется в среднем на $\Delta p \approx 0^m,0205 = 0{,}95\%$.



Фиг. 5. Корреляция степени поляризации по данным [7] и наблюдениям автора за 23 и 24.XI 1962 г. с показателем цвета $B-V$ для RW Aur по [19] и [20].

1 — данные из [7]; *2* — по нашим измерениям; *3* — одновременные наблюдения (табл. 4)

Если это так, то изменения цвета должны сопровождаться изменениями степени поляризации света звезды. Действительно, во время наблюдений RW Aur в ночь с 24 на 25.XI 1962 г. произошло резкое изменение степени поляризации звезды с ~0,5 до ~1,5% (соответствующие моменты $0^d,327$ и $0^d,332$ в долях юлианского дня) так, что амплитуда записи переменной составляющей далеко вышла за пределы шкалы регистрирующего прибора. При этом заметного изменения блеска не произошло. Визуально мы

Таблица 5

Юлианский день	P	$B-V$
2437607	($0^m,0228$)	$+0^m,75$
609	(,0214)	,72
620	,0172	
637	,0106	,65
638	,0098	,64
639	,0176	,56
640	,0154	,61
730	(,0228)*	,75
991	,0200*	,57
2437993	0,0267*	+0,55

Примечание. Данные по степени поляризации вычислены на основании [7]. Звездочкой отмечены результаты автора, неуверенные значения взяты в скобки. Величины показателя цвета взяты из работ [19, 20]. Степень поляризации выражена в звездных величинах.

отметили некоторое увеличение яркости звезды по сравнению с ее яркостью в предыдущие ночи. Согласно [20], звезда в это время находилась в максимуме блеска и имела минимальное $B-V=+0^m,50$. По сообщению Е. К. Харадзе и Р. А. Бартая [23], у звезды в это время происходили изменения в спектре: было отмечено ослабление эмиссионных линий и усиление абсорбционных, до и после максимума происходило усиление непрерывной эмиссии за пределом серии Бальмера. Очевидна связь этих изменений. Однако для уверенного суждения об их причине имеющихся одновременных спектральных, колориметрических и поляризационных данных пока слишком мало.

5. AS Dra. Звезда относится к уникальным [10]. Поляриметрические наблюдения этой звезды были начаты в 1961 г. в Крымской астрофизической обсерватории Н. М. Шаховским [7]. Мы продолжили эти наблюдения. Результаты наших наблюдений дают более высокую, чем в [7], степень поляризации при сходных значениях позиционных углов плоскости поляризации. Связи изменений параметров поляризации с фазой блеска не обнаружено. Но большая величина среднеквадратичного отклонения может указывать на наличие неправильных изменений состояния поляризации. В пользу предположения о наличии в излучении звезды собственной поляризации говорит также тот факт, что степень поляризации ее излучения ($\sim$0,5%) слишком велика при весьма малом межзвездном поглощении ($A_v=0^m,08$ по [11, 24, 25]).

6. Y Aql. Эта звезда была включена в программу наблюдений как представитель типа эллиптических переменных, по классификации [10]. Изменений поляризации во время наших наблюдений обнаружено не было. Отношение p/A_v не противоречит значениям p/A_v, характерным для данной области галактических координат [14]. По-видимому, поляризация света этой звезды является межзвездной.

7. RR Lyr наблюдалась нами во время максимума блеска. Результаты наших наблюдений сходны с данными других авторов, за исключением [26]. Корреляции с фазой блеска ни по нашим наблюдениям, ни по наблюдениям Н. М. Шаховского [7] не обнаружено. Отношение p/A_v и θ_Γ не противоречат значениям этих величин в окрестностях звезды [14]. По-видимому, поляризацию света этой звезды, как отмечено в [7], можно считать постоянной.

8. P Cyg. Поляризация света звезды во время наших наблюдений не изменялась. Определенные нами параметры поляризации хорошо согла-

суются с результатами В. А. Домбровского [12], В. Хилтнера [14] и Д. Холла [18]. Величина отношения p/A_v показывает, что поляризация света этой звезды может быть чисто межзвездной, так как $\theta_Г$ хорошо согласуется с направлением межзвездной поляризации в данной области, а деполяризация в этом районе, по [14], практически отсутствует, несмотря на большое поглощение.

9. V444 Cyg наблюдалась поляриметрически с целью проверки существования корреляции параметров поляризации с фазой затмения. Наши наблюдения не дают указаний на связь изменений поляризации света V444 Cyg с фазой, поскольку при средних величинах $P = 0{,}34\%$ и $\theta = 141°$ среднеквадратичные отклонения составляют $\sigma_P = 0{,}17\%$ и $\sigma_\theta = 10°$.

Большая величина среднеквадратичного отклонения при малой величине степени поляризации для этой звезды была получена также Н. М. Шаховским [7]. Там же высказано предположение о возможной переменности поляризации света V444 Cyg. Действительно, результаты поляризационных наблюдений, выполненных различными авторами, сильно отличаются друг от друга. Возможно, что эти неправильные изменения отражают реальную физическую переменность системы V444 Cyg[1]. Предположение о физической переменности V444 Cyg было сделано, например, в [27, 28]. В [29] высказана мысль о возможности выбросов материи в системе этой звезды. На справедливость этого предположения указывают также флуктуации блеска и цвета вне затмения, отмеченные, например, в [29, 30]. Звезда находится в области с весьма большим межзвездным поглощением. Однако малая величина отношения p/A_v может указывать на некоторую деполяризацию света звезды.

10. EV Lac. Эта звезда, относящаяся к типу вспыхивающих звезд, наблюдалась нами на двойном 40-*см* астрографе Крымской астрофизической обсерватории с 24 по 29.X 1965 г. Во время наших наблюдений вспышек звезды не было. Поскольку этим звездам уделяется сейчас большое внимание в связи с вопросом о природе вспышек, нам казалось достаточно интересным определить поляризацию ее света не только во время вспышки, но также и в спокойном состоянии. Результаты наблюдений приведены в табл. 1. Оценка отношения p/A_v с использованием наблюдаемого показателя цвета [31] и нормального цвета, по [32], дает величину $p/A_v = 0{,}036$, что согласуется со средней величиной этого отношения для данной области Галактики [14]. Ориентация плоскости поляризации совпадает с направлением межзвездной поляризации в окрестностях звезды. Поэтому можно заключить, что в спокойном состоянии собственная поляризация света EV Lac ничтожно мала или отсутствует.

Результаты наших наблюдений показывают, что изменения поляризации у наблюдавшихся нами звезд чаще всего невелики и имеют неправильный характер. В некоторых случаях эти изменения становятся заметными (RW Aur) и связаны с изменениями цвета и спектра. Нам представляется весьма желательной проверка реальности этой связи.

В заключение выражаю благодарность заведующему Южной станции Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга Э. А. Дибаю за предоставленную возможность получить наблюдения RW Tri на 125-*см* рефлекторе, Н. В. Годовникову за обработку наблюдений на вычислительной машине «Минск-1», а также Н. М. Шаховскому за полезное обсуждение данной статьи.

12 мая 1966 г.

---

[1] Примечание при корректуре. Переменность поляризации V444 Cyg установлена Г. Хилтнером (Astrophys. J., 1966, 143, 1008) и О. Шуловым (Астрон. цирк., 1966, № 385).

Литература

1. Н. М. Шаховской. Астрон. ж., 1962, **39**, 755.
2. Н. М. Шаховской. Астрон. ж., 1963, **40**, 1055.
3. Н. С. Полосухина. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **31**, 118.
4. К. А. Григорян. Сообщения Бюраканской обс., 1959, **27**, 43.
5. K. Serkowski. Astrophys. J., 1965, **142**, 793.
6. I. Appenzeller. Astrophys. J., 1965, **141**, 1390.
7. Н. М. Шаховской. Дисс., 1964.
8. Н. М. Шаховской, Н. А. Димов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **27**, 291.
9. J. Ohlsson. Lund Ann., 1932, **3**.
10. Б. В. Кукаркин и др. Общий каталог переменных звезд, 2-е изд. Изд-во АН СССР, 1958.
11. А. С. Шаров. Астрон. ж., 1963, **40**, 900.
12. В. А. Домбровский. Дисс., 1960.
13. K. Serkowski. Advances in Astronomy and Astrophysik, 1962, **1**, 290.
14. W. A. Hiltner. Astrophys. J. Suppl., 1956, **2**, 389.
15. М. Б. Протич. Переменные звезды, 1958, **11**, 312.
16. M. F. Walker. Astrophys. J., 1963, **137**, 485.
17. О. Е. Мандель. Переменные звезды, 1965, **15**, 474.
18. J. S. Hall. Publ. Naval Obs., Ser. 11, 1958, **17**, 278.
19. П. Ф. Чугайнов, Г. В. Зайцева. Переменные звезды, 1962, **14**, 148.
20. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 86.
21. В. Г. Каретников. Переменные звезды, 1965, **15**, 593.
22. V. Oskanjan. Publ. Obs. Beograd, 1964, N 10.
23. Е. К. Харадзе, Р. А. Бартая. Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс., 1964, **30**, 3.
24. N. G. Roman. Astrophys. J. Suppl., 1955, **2**, 198.
25. W. Becker. Star and Stellar System, 1963, **3**, 241.
26. Р. А. Варданян. Сообщения Бюраканской обс., 1960, **28**, 9.
27. G. E. Kron, K. C. Gordon. Astrophys. J., 1943, **97**, 311.
28. G. E. Kron, K. C. Gordon. Astrophys. J., 1950, **111**, 454.
29. А. А. Гусейнзаде. Переменные звезды, 1965, **15**, 555.
30. А. М. Черепащук. Переменные звезды, 1965, **15**, 549.
31. G. S. Mumford. Astron. J., 1956, **61**, 213.
32. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 215.
33. A. Behr. Nachrichten d. Acad. d. Wiss. Göttingen, 2 math-phys. Klasse, 1959, N 7.
34. T. Schmidt. Zs. Astrophys., 1958, **45**, 214.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

К ОБЪЯСНЕНИЮ ЭФФЕКТА АНОМАЛЬНОГО ПОКРАСНЕНИЯ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД В СКОПЛЕНИЯХ И О-АССОЦИАЦИЯХ

Р. М. Разник

Обнаруженное в скоплениях и О-ассоциациях [1—4] избыточное покраснение горячих звезд спектральных типов О — В3 по сравнению с покраснением звезд более поздних спектральных подклассов может быть объяснено присутствием среди звезд В звезд с оболочками (Be), обладающих большим аномальным покраснением.

Присутствие среди горячих звезд звезд с оболочками является одной из причин большой дисперсии точек на диаграммах ($B - V$, $U - B$) для молодых рассеянных скоплений и О-ассоциаций.

Приписывая звездам с оболочками нормальные показатели цвета неэмиссионных звезд, можно исказить определяемые расстояния для звезд В0 до 40%.

ON THE EXPLANATION OF THE ANOMALOUS REDDENING EFFECT OF HOT STARS IN CLUSTERS AND O-ASSOCIATIONS, by *R. M. Raznik*.— The detected excess reddening of O — B3 type stars in clusters and O associations [1—4] as compared to the reddening of stars of later spectral types can be explained by the presence of stars with an envelope (Be) with large anomalous reddening among the B stars. The presence of stars with envelopes is one of the reasons for the large dispersion in the two-color diagrams for open clusters and O associations.

The assignment of normal color indices of nonemission stars to stars with envelopes can lead to errors in the determination of distances to B0 stars amounting to 40%.

Эффект аномального покраснения горячих звезд в рассеянных скоплениях и О-ассоциациях заключается в увеличении средних избытков цвета E_{B-V} и E_{U-B} звезд О — В3, вычисленных отдельно по каждому спектральному подклассу, по сравнению со средними значениями избытков цвета более поздних членов скоплений [1—4]. Этот эффект вызывается присутствием в скоплениях сильно покрасневших звезд [3]. Как предположил А. А. Боярчук, такими объектами могут быть звезды с оболочками, так как известно [5, 6], что Be-звезды имеют более низкую спектрофотометрическую температуру, чем В-звезды того же спектрального подкласса. В свете этого предположения эффект аномального покраснения зависит, во-первых, от относительного количества звезд с оболочками и, во-вторых, от изменений, вносимых оболочками в непрерывный спектр. Рассмотрим влияние этих факторов.

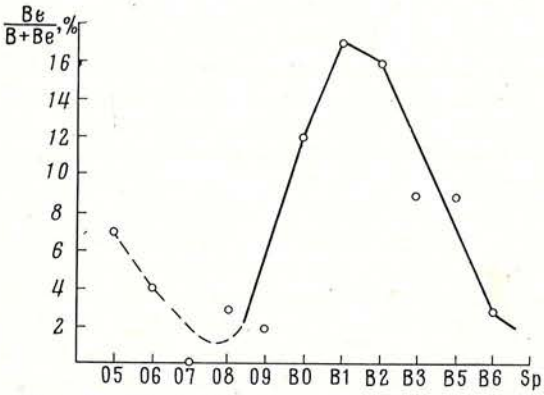
Для определения относительного числа Be-звезд в различных спектральных подклассах был использован каталог спектров в системе МК (около 21 000 звезд различных спектральных подклассов) С. Яшека, Г. Конде, А. С. Сиерра [7]. Результаты подсчетов представлены в табл. 1; n и n_e — соответственно числа обычных и эмиссионных звезд в каждом спектральном подклассе.

На диаграмме [Be/(B + Be) (%), Sp] (фиг. 1), построенной по данным табл. 1, как и в случае аномального покраснения, явно вырисовывается максимум кривой для Be-звезд ранних подклассов.

Таблица 1

Sp	n	n_e	$\frac{n_e}{n+n_e}$	Sp	n	n_e	$\frac{n_e}{n+n_e}$
O5	29	2	7%	B0	461	60	12%
O6	51	2	4	B1	527	106	17
O7	73	0	0	B2	446	82	16
O8	91	3	3	B3	387	40	9
O9	164	4	2	B5	244	24	9
				B6	136	4	3

Попытку оценить изменения в непрерывных спектрах Be-звезд различных спектральных подклассов предпринял Цой Дяй О [8]. По распределению энергии в непрерывном спектре он вычислил температуру звезд B и звезд Be в спектральных подклассах B0 — B8. Из его данных следует, что разность спектрофотометрических температур звезд T_B и T_{Be} одного и того же спектрального подкласса возрастает к звездам спектральных типов B1 и B0, причем резкое увеличение начинается со спектрального подкласса B3 (табл. 2 и фиг. 2). Полученная кривая напоминает график аномального покраснения ранних звезд.



Фиг. 1. Изменение относительного количества звезд Be в зависимости от спектральных подклассов по данным каталога [7]

Как видно из табл. 2, соответствующие изменения в показателях цвета будут находиться в пределах одной десятой звездной величины.

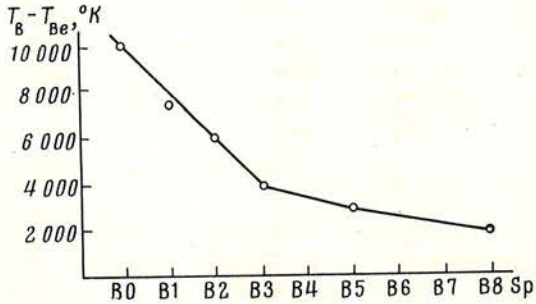
Предположение, что аномальное покраснение вызывается присутствием в скоплениях звезд типа Be, подтверждается и непосредственными наблюдениями спектров аномально покрасневших звезд. Так, в скоплении

Таблица 2

	B0	B1	B2	B3	B5	B8	Источник
T_B	40000	36500	33500	30000	26000	22000	[8]
T_{Be}	30000	29000	27500	26000	23000	20000	[8]
$T_B - T_{Be}$	10000	7500	6000	4000	3000	2000	
ΔE_{B-V}	0,10	0,07	0,05	0,03	0,02	0,05	

χ Per обнаружены три звезды B1e [9]. Среднее значение E_{B-V}, полученное по всем звездам B1 (включая B1e), выше среднего значения E_{B-V} для остальных звезд скопления как раз на величину, обусловленную влиянием аномальных показателей цвета звезд B1e. С другой стороны, в скоплении

h Per среди звезд ярче $12^m_{,}0$ звезд Be не обнаружено, и средние избытки цвета B-звезд, вычисленные в пределах каждого из спектральных подклассов B0, B1 и B2, оказались равными между собой. Другие примеры: из распределения энергии в непрерывном спектре звезды χ Oph (спектральный тип B0) А. А. Боярчук и И. И. Проник [10] нашли $\Delta E_{B-V} = 0^m_{,}16$, хорошо совпадающее с величиной дополнительного покраснения этой звезды по сравнению с другими звездами ассоциации Sco II; в скоплении NGC 6913 самая покрасневшая звезда ($\Delta E_{B-V} = 0^m_{,}55$ [4]) имеет спектральный тип B0 Ipe [11]; в скоплении NGC 6871 звезда B0pe имеет избыток цвета E_{B-V}, на $0^m_{,}22$ превышающий средний избыток цвета остальных трех звезд B0 этого скопления [12]; в скоплении NGC 6530 наибольшее значение аномального покраснения ($\Delta E_{B-V} = 0^m_{,}31$) [4] принадлежит звезде со спектром B0 IVpne [13, 14].



Фиг. 2. Изменение разности цветовой температуры звезд B и Be в зависимости от спектрального класса

Но не всегда аномальное покраснение Be-звезд одинаково для одного и того же спектрального подкласса (что, быть может, является указанием на различную мощность оболочек). Например, в двойном скоплении NGC 869—884 (χ, h, Per) Джонсон и Морган [15] нашли шесть звезд Be. Из них три звезды относятся к спектральному типу B0 : B0 IVpe, B0pe и B0ne; среди них одна звезда с большим аномальным покраснением ($\Delta E_{B-V} = 0^m_{,}32$), одна — с промежуточным ($\Delta E_{B-V} = 0^m_{,}10$) и одна — совсем без аномального покраснения ($\Delta E_{B-V} = 0^m_{,}00$) [2, 4].

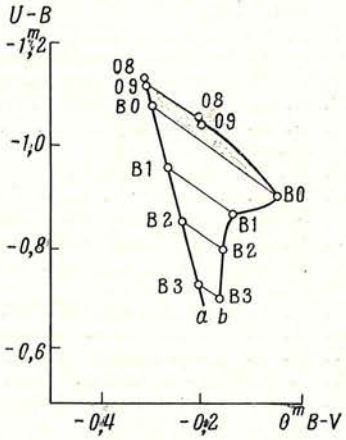
В настоящее время еще нет достаточных оснований утверждать, что все аномально покрасневшие звезды являются звездами Be, однако несомненно, что в скоплениях и O-ассоциациях обнаружены далеко не все звезды Be. Например, в скоплении NGC 6530 в 1957 г. было обнаружено пять звезд Be [13]; новые наблюдения Хильтнера, Моргана и Неффа [14] добавили к этому списку еще 13 эмиссионных звезд B0 — B3. В области скопления NGC 225 М. В. Долидзе [16] в 1961 г. нашла 10 звезд с эмиссией в H_α. Другие наблюдатели в разное время обнаружили еще 10 эмиссионных звезд. В 1964 г. в этой же области дополнительно зафиксировано еще 45 звезд с эмиссией [17]. В списке 65 звезд, приведенном в [17], для 29 звезд не определен спектральный класс, среди 36 остальных — 29 звезд спектрального типа B.

Однако предполагать, что у звезд с наибольшим аномальным покраснением должна проявляться и наибольшая эмиссия, нельзя, так как известно, что изменения в эмиссионных линиях и в непрерывном спектре не связаны между собой прямой пропорциональностью. Более того, замечено, что изменения в величинах $B - V$ и $U - B$ одной и той же звезды могут происходить неодновременно. Такое явление наблюдалось, например, Э. С. Бродской [18] у звезды χ Oph.

Различные изменения в показателях цвета $B - V$ и $U - B$ могут приводить к изменению отношения E_{U-B}/E_{B-V}. Так Е. Е. Мендоза [19] нашел, что точки, соответствующие на двухцветных диаграммах звездам Be, смещаются вправо вверх от линий нарастающего покраснения. У аномально покрасневших звезд молодых рассеянных скоплений нами такой закономерности не обнаружено, однако была отмечена очень большая дисперсия точек как вдоль, так и поперек линий нарастающего покраснения. Замеченный нами и многими другими авторами [20—22] боль-

шой разброс точек на двухцветных диаграммах молодых рассеянных скоплений, по-видимому, может быть объяснен присутствием среди ранних звезд значительного числа звезд с оболочками.

В связи с тем, что оболочки, возможно, могут появляться как временные образования у многих ранних B-звезд, при определении расстояний до этих звезд необходимо с осторожностью приписывать им нормальные показатели цвета. Действительно, нормальные показатели цвета, полученные по неэмиссионным звездам $(B-V)_0$, $(U-B)_0$, отличаются от нормальных показателей цвета всей совокупности звезд данного спектрального подкласса (включая и эмиссионные звезды) $\overline{(B-V)}_0$, $\overline{(U-B)}_0$. В табл. 3 приведены нормальные показатели цвета $(B-V)_0$, $(U-B)_0$ звезд O8 – B3 по [23] и нормальные показатели цвета $\overline{(B-V)}_0$, $\overline{(U-B)}_0$, полученные нами с учетом аномального покраснения ранних звезд в рассеянных скоплениях и O-ассоциациях. Как видно из фиг. 3, присутствие среди ранних звезд звезд с оболочками приводит к искривлению двухцветной диаграммы $\overline{(B-V)}_0$, $\overline{(U-B)}_0$, по сравнению с нормальной диаграммой $(B-V)_0$, $(U-B)_0$.



Фиг. 3. Изменение вида двухцветной диаграммы в связи с присутствием среди звезд спектральных типов O8 — B3 звезд с оболочками

а — двухцветная диаграмма, построенная по нормальным показателям цвета звезд спектральных типов O8 — B3 [32]; *б* — двухцветная диаграмма, построенная по средним спектрофотометрическим показателям цвета этих же звезд

Но при определении расстояний необходимо использовать не средние по спектральному подклассу, а индивидуальные избытки цвета каждой звезды, поэтому надо заранее установить, не является ли данная звезда звездой с оболочкой. Как следует из табл. 3, приписывая звездам с оболочками нормальные показатели цвета неэмиссионных звезд, можно исказить определяемое расстояние для звезд B0 в среднем на 40%. Для отдельных сильно покрасневших звезд ошибка может достигать 70—80%.

Таблица 3

Sp	$(B-V)_0$	$(U-B)_0$	$\overline{(B-V)}_0$	$\overline{(U-B)}_0$
O8	—0,31	—1,13	—0,20	—1,05
O9	0,31	1,12	0,20	1,04
B0	0,30	1,08	0,05	0,90
B1	0,26	0,96	0,14	0,87
B2	0,24	0,85	0,16	0,79
B3	—0,20	—0,73	—0,16	—0,70

В заключение выражаю глубокую благодарность И. И. Проник, В. Б. Никонову, И. М. Копылову, А. А. Боярчуку, Э. А. Витриченко и Р. Е. Гершбергу за ценные замечания и обсуждение данной работы.

Апрель 1966 г.

Литература

1. Р. М. Разник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **32**, 165.
2. Р. М. Разник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 301.
3. Р. М. Разник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 227.
4. Р. М. Разник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **36**, 264.
5. Звездные атмосферы, под ред. Дж. Л. Гринстейна. ИЛ, 1963.
6. В. Г. Горбацкий, И. Н. Минин. Нестационарные звезды, М., Физматгиз, 1963.
7. C. Jaschek, H. Conde, A. C. Sierra. Obs. astronomico univers. national de la Plata, Serie astron., 1964, **28** (2).
8. Цой Дяй О. Астрон. ж., 1956, **33**, 506.
9. R. E. Schild. Astrophys. J., 1965, **142**, 979.
10. А. А. Боярчук, И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 195.
11. W. W. Morgan, D. L. Harris. Vistas in Astronomy, 1966, **12**, 1124.
12. A. A. Hoag, N. L. Applguict. Naval Obs. Reprint, N 64, from Astrophys. J. Suppl. Series N 107, 1965.
13. M. F. Walker. Astrophys. J., 1957, **125**, 636.
14. W. A. Hiltner, W. W. Morgan, J. S. Neff. Astrophys. J., 1965, **141**, 183.
15. H. L. Johnson, W. W. Morgan. Contr. Mc Donald. Obs., N 261.
16. М. В. Долидзе. Астрон. цирк., 1961, № 224, 18.
17. М. В. Долидзе, Г. А. Пономарева. Астрон. ж., 1965, **42**, 205.
18. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 238.
19. E. E. Mendoza. Astrophys. J., 1958, **128**, 207.
20. H. L. Johnson, A. A. Hoag, B. Iriarte, R. J. Mitchell, K. L. Hallam. Lowell Obs. Bull., 1961, N 113.
21. Г. А. Старикова. Астрон. ж., 1964, **41**, 396.
22. В. Шенайх, Н. С. Николов. Астрон. ж., 1963, **40**, 534.
23. K. Serkowski. Astrophys. J., 1963, **138**, 1035.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ Fe II ПО СПЕКТРУ ПРОЦИОНА

А. М. Богудлов

Методом кривой роста определены абсолютные силы осцилляторов для 35 линий Fe II. Материалом для этого послужил спектр Процион (α CMi), полученный с дисперсией 1,1—2,2 Å/*мм*. Сделана попытка оценить точность данного метода. Основные ошибки вносятся погрешностью определения эквивалентных ширин линий и ошибками, содержащимися в уже известных силах осцилляторов линий Fe II.

A DETERMINATION OF THE OSCILLATOR STRENGTHS FROM THE SPECTRUM OF PROCYON, by *A. M. Bogudlov*.— Absolute oscillator strengths have been determined for 35 Fe II lines by the curve of growth method, using a spectrum of Procyon (α CMi) obtained with a dispersion of 1.1—2.2 Å/mm. An attempt is made to estimate the precision of the applied method. The main errors are due to errors in the determination of the equivalent line widths and errors in the already known oscillator strengths of Fe II lines.

Наряду с длиной волны λ важнейшей характеристикой спектральной линии является вероятность электронного перехода или однозначно связанная с ней сила осциллятора линии f_{ik}:

$$f_{ik} = 4{,}5\ \lambda^2 A_{ik},$$

где A_{ik} — вероятность перехода с уровня i на уровень k, λ — в *см*.

Существующие методы определения сил осцилляторов: метод Рождественского, методы поглощения и испускания, метод атомного пучка, метод А. А. Боярчука и М. Е. Боярчук [1] и др.— обладают известными достоинствами и недостатками. Количество же линий, у которых определены силы осцилляторов, далеко не достаточно. Такая потребность в f_{ik} ощущается в астрофизике, спектроскопии, физике газового разряда и др. Все это требует как развития уже существующих методов, так и поиска новых путей в определении сил осцилляторов.

Наличие спектрограмм Процион (F5 IV—V) с высокой дисперсией и достаточное количество линий Fe II, у которых известны силы осцилляторов, позволяет применить метод определения сил осцилляторов по кривой роста в ином виде, чем это сделано в работе [1].

В обработку вошли три спектрограммы Процион, полученные И. М. Копыловым [2] в фокусе куде 2,6-*м* телескопа Крымской астрофизической обсерватории при помощи звездного спектрографа с эшеле. Дисперсия на пластинках меняется от 1,1 до 2,2 Å/*мм*. С помощью микрофотометра МФ-4 и функционального преобразователя [3] были получены регистрограммы спектров в абсолютных интенсивностях с увеличением в 25 раз. Разрешающая способность 0,05 Å/*мм*.

Процион — обычная звезда главной последовательности; следовательно, каких-либо аномалий в параметрах атмосферы и химическом составе

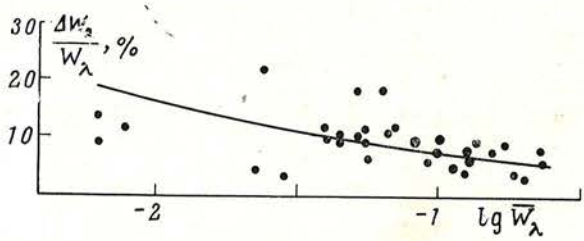
λ, Å	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lg fg\lambda$	ε_i	n	$\lg fg\lambda$
1	2	3	4	5	6	7
3503,474		1,25			1	1,50 *
3849,987	1	1,70			6	3,19 *
4151,79	12	0,18			2	—0,24 *
3783,347	14	1,51	1,07	2,29	2	2,20
4691,55	17	0,61		2,54	2	0,38 *
4075,95	21	0,35			2	0,00 *
4119,53	21	1,03	0,47	2,54	3	0,95
4124,793	22	1,09	0,79		3	1,05
4205,48	22	1,41			2	1,84 *
4314,22	22	1,43			6	1,88 *
4670,170	25	1,06	0,93		3	1,00
5000,73	25	0,45			1	0,14 *
4713,18	26	0,37			2	0,02 *
4128,735	27	1,29	0,76	2,66	3	1,47
4233,167	27	1,63	2,48		6	2,78
4273,317	27	1,44	1,06		3	1,90
4303,166	27	1,58	1,87		6	1,54
4385,381	27	1,55	1,95		6	2,38
4416,817	27	1,43	1,87		6	1,88
4122,638	28	1,38	1,11		3	1,72
4178,855	28	1,47	2,16	2,64	3	2,04
4258,155	28	1,38	1,19		6	1,72
4296,567	28	1,59	1,60		6	2,59
4369,404	28	1,08	1,04		2	1,04
3824,913	29	1,33	1,29	2,68	3	1,56
4002,073	29	1,219	1,31		4	1,30
4825,71	30	0,16		2,66	1	—0,27 *
4833,21	30	0,46			3	0,16 *
4384,33	32	1,31		2,67	6	1,51 *
4413,60	32	0,98	0,45		6	0,88
5100,66	35	0,88		2,82	1	0,74 *
5136,788	35	0,69			1	0,47 *
5146,12	35	0,85			1	0,69 *
5154,40	35	0,79			1	0,60 *
4893,78	36	0,74	0,91	2,81	6	0,54
4993,355	36	0,68	0,99		4	0,45
5036,92	36	0,49	0,94		1	0,18
4472,921	37	1,30	0,98		6	1,50
4489,185	37	1,43	1,57		5	1,88
4491,401	37	1,46	1,68		5	2,00
4515,337	37	1,42	1,85		2	1,84
4520,225	37	1,45	1,74		5	1,94
4534,166	37	1,51	1,80		5	2,20
4555,890	37	1,38	2,06		2	1,71
4582,835	37	1,24	1,36		2	1,34
4626,336	37	1,55	2,06		6	2,38
4666,75	37	1,17	1,49		3	2,11
4508,283	38	1,55	1,87	2,83	3	2,38

λ, Å	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lg fg\lambda$	ε_i	n	$\lg fg\lambda$
1	2	3	4	5	6	7
4522,634	38	1,49	2,25		5	2,12
4549,467	38	1,66	2,30		3	2,95
4576,331	38	1,19	1,49		2	1,23
4583,829	38	1,58	2,46		2	2,54
4595,68	38	0,49	0,39		2	0,18
4620,513	38	1,31	1,20		6	1,50
4138,40	39	0,78	0,98	2,83	2	0,59
6369,45	40	0,94	0,75		3	0,81
6432,654	40	1,13	0,97		3	1,12
6516,053	40	1,29	1,28		3	1,46
5256,89	41	0,74		2,88	1	0,52*
5284,092	41	1,34	1,59		2	1,58
4923,921	42	1,66	2,95	2,88	3	2,95
5018,434	42	1,66	3,13		3	3,03
5169,03	42	1,62	3,27		1	2,84
4601,34	43	0,39	0,74	2,88	2	0,06
4656,974	43	0,94	1,19		2	0,82
4731,439	43	1,33	1,39		4	1,53
4663,70	44	0,74	0,74	2,88	2	0,54
5991,383	46	1,03	1,03	3,199	3	0,95
6084,11	46	1,02	0,63		3	0,92
6113,33	46	1,44	2,16	3,21	3	1,85
5932,05	47	0,58			3	0,32*
5264,801	48	1,27	1,67	3,21	1	1,40
5362,864	48	1,44	2,16		1	1,85
5414,089	48	0,99	1,18		2	0,89
5197,569	49	1,39	2,05		2	1,74
5316,609	49	1,47	2,58	3,20	1	2,03
5325,559	49	1,19	1,19		1	1,95
5425,269	49	1,15	1,16		2	1,15
5234,62	49	1,46			1	2,00*
4720,15	54	0,35		3,24	1	0,00*
5534,86	55	1,27	1,76	3,24	2	1,41
5591,38	55	0,17			1	—0,25*
5525,14	56	0,54		3,25	2	0,26*
6147,735	74	1,14	2,23	3,87	1	1,14
6149,238	74	1,16	1,77		1	1,16
6238,375	74	1,36	2,32		1	1,65
6299,95	74	0,90	1,33		1	0,75
6247,562	74	1,35	2,38		1	1,62
6407,30	74	0,99	1,67		1	0,89
6416,905	74	1,14	1,85		1	1,14
6456,376	74	1,38	2,61	3,87	1	1,21
4024,552	127	1,26	1,41	4,47	2	1,38
4660,93	146	0,44		4,72	1	0,13*
4160,28	149	0,154		4,71	3	—0,27*
4182,65	149	0,716			3	0,50*
3827,079	153	0,718	1,44	4,71	1	0,50

Окончание

λ, Å	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lg fg\lambda$	ε_i	n	$\lg fg\lambda$
1	2	3	4	5	6	7
6160,75	161	0,73		5,54	1	0,52 *
5797,81	165	0,87		5,55	1	0,72 *
5952,55	182	0,32		5,90	1	—0,05 *
5408,842	184	0,13		5,91	2	—0,31 *
5100,84	185	0,81		5,90	1	0,63 *
4549,214	186	1,16		5,91	3	1,17 *
4635,328	186	1,06	2,97		4	1,00
4131,17	186	0,17			3	—0,25 *
4061,787	189	0,77	2,18	5,91	1	0,58
6482,205	199	0,08			1	0,03 *
5785,00	215	0,37		7,67	1	1,04 *
5132,67	1092	1,08			1	—0,38 *

ожидать не приходится. Вращение звезды мало́ (или вообще отсутствует), турбулентность атмосферы низка. Все это приводит к тому, что спектральные линии оказываются очень узкими. Линии Fe II в спектре этой звезды хорошо наблюдаются, они не такие слабые, как в спектрах А-звезд, и еще не сильно блендированны, как в спектрах звезд поздних классов.

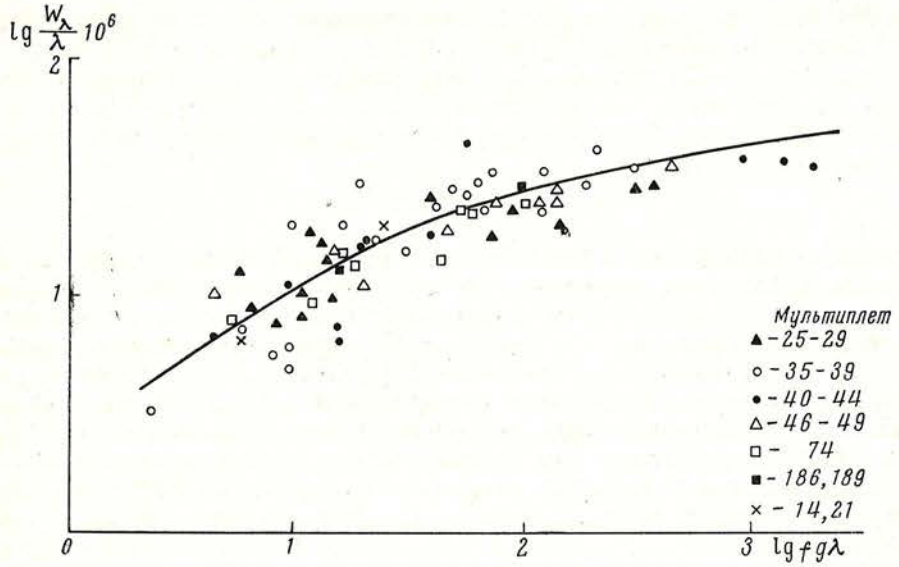


Фиг. 1. Зависимость вероятной относительной ошибки определения W_λ от $\overline{W}\lambda$

В интервале длин волн λλ3440—6940 Å были измерены эквивалентные ширины 108 линий Fe II, отождествленных в спектре Проциона с помощью таблиц Ш. Мур [4]. Так как отдельные участки спектрограмм перекрывались, то некоторые линии удавалось измерить на трех спектрограммах до шести раз. Результаты измерений в виде $\lg W_\lambda/\lambda \cdot 10^6$ содержатся в таблице. В пятом столбце даны потенциалы возбуждения, в шестом столбце указано число измерений W_λ. Зависимость вероятной относительной ошибки определения ΔW_λ от W_λ показана на фиг. 1. Для большинства линий эта ошибка составляет 10%. Нужно отметить, что, несмотря на очень высокую дисперсию, большинство линий Fe II оказались блендированными.

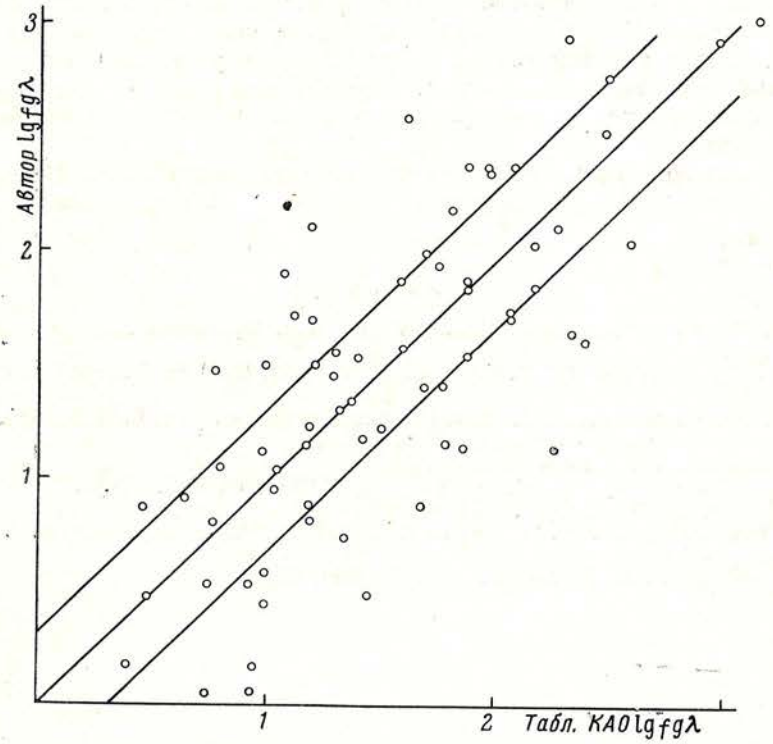
Силы осцилляторов для 73 линий Fe II взяты из списка, составленного в Крымской обсерватории[1]. Оценка точности сил осцилляторов по двум-трем определениям различных авторов показывает, что наиболее вероятная ошибка составляет 0,1 в логарифме.

[1] Результаты определений $\lg fg\lambda$ для Fe II, выполненных авторами [1, 5—7], сведены к абсолютной системе [8] и усреднены. Они приведены в четвертом столбце таблицы.



Фиг. 2. Кривая роста для линий Fe II

По этим данным строилась эмпирическая кривая роста. Все линии были разбиты на группы по потенциалу возбуждения, и для каждой группы построена отдельная кривая роста. За основную была принята самая многочисленная группа с мультиплетами 36—39. Все остальные кривые роста объединены с основной смещением по горизонтали. Общая эмпирическая



Фиг. 3. Сравнение величин $\lg fg\lambda$, полученных методом кривой роста, с уже известными

кривая роста показана на фиг. 2. Она сравнивалась с теоретической кривой роста, рассчитанной Врубелем [9] для однородной модели атмосферы звезды Милна — Эддингтона. Для всей спектральной области использовалась кривая роста, соответствующая параметру $B_0/B_1 = {}^1/_3$, где B_0 и B_1 — коэффициенты линейного разложения планковской функции по оптической глубине

$$B(\tau) = B_0 + B_1\tau.$$

Сравнение теоретической кривой роста со средней кривой, проведенной по точкам, показывает, что совпадение их по форме почти полное. Следовательно, можно по известным величинам $\lg W_\lambda/\lambda \cdot 10^6$ с помощью теоретической кривой, совмещенной с эмпирической, непосредственно находить величины $\lg fg\lambda$. С известным значением $\lg W_\lambda/\lambda \cdot 10^6$ входим в кривую роста и находим значение $\lg fg\lambda$ для соответствующей линии. В седьмом столбце таблицы даны значения $\lg fg\lambda$, найденные таким образом. Линии, у которых силы осцилляторов определены впервые, отмечены звездочкой.

Если таким методом определить величины $\lg fg\lambda$ у тех линий, у которых они уже известны, то сравнением с последними можно оценить точность данного метода.

Фиг. 3 показывает, что с учетом точности эквивалентных ширин и известных сил осцилляторов 70% определений сил осцилляторов содержат ошибку, верхней границей которой является 0,30 в логарифме. Остальные значения содержат ошибку от 0,30 до 0,90. Это означает, что отклонения от истинных значений более чем в 2—3 раза редки.

ВЫВОДЫ

Метод определения сил осцилляторов по кривой роста позволяет быстро определять абсолютные величины $\lg fg\lambda$. Он обладает потенциальными возможностями. Чем точнее будут известные силы осцилляторов и эквивалентные ширины, тем точнее могут быть измерены силы осцилляторов для новых спектральных линий. Это особенно важно для различных ионов, достаточную концентрацию которых в земных условиях получить трудно.

В заключение выражаю глубокую благодарность И. М. Копылову за предоставление спектрографического материала и советы по данной работе.

Апрель 1966 г.

Литература

1. М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **22**, 234.
2. И. М. Копылов, Н. В. Стешенко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 308.
3. Б. П. Абражевский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 331.
4. Ch. Moore. Princeton Contr., 1945, N 20.
5. O. Roder. Zs. Astrophys., 1962, **55**, 38.
6. Ch. H. Corliss, W. R. Bozman. NBS Monograph., 53, 1962.
7. K. Kohl. Zs. Astrophys., 1964, **60**, 115.
8. C. W. Allen, Ch. H. Corliss. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1963, **126**, 37.
9. M. H. Wrubel. Astrophys. J., 1948, **109**, 66.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫЕ ИЗОХРОМАТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ КАССЕГРЕНОВСКОГО ТИПА

Г. М. Попов

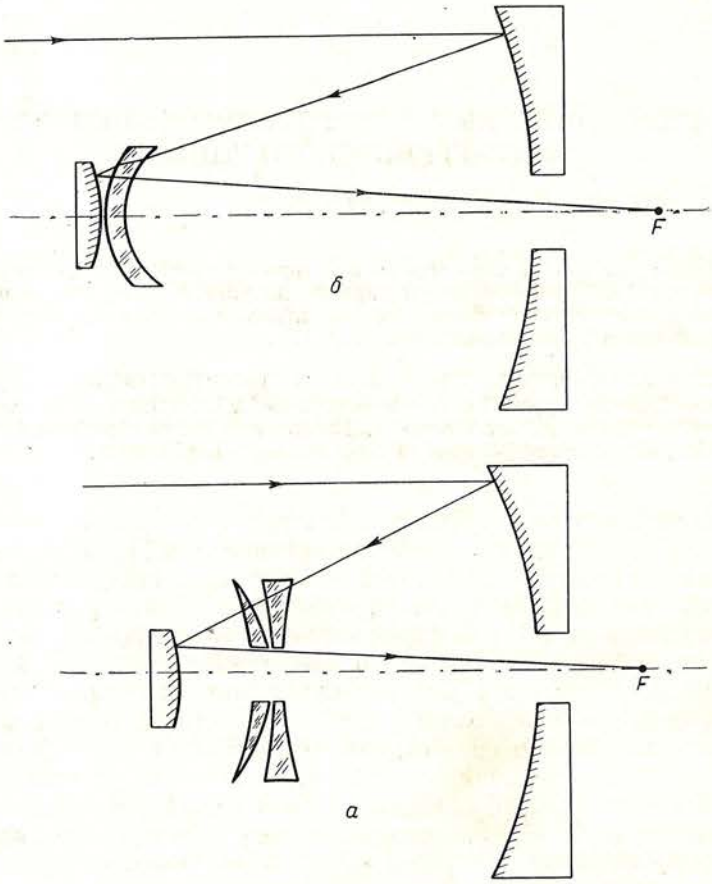
Рассмотрены два новых типа зеркально-линзовых систем, предназначенных для работы в широкой области спектра от видимой до ультрафиолетовой включительно. Системы имеют простую схему и сферическую оптику, а линзы могут быть выполнены как из стекла, так и из плавленого кварца.

CASSEGRAINIAN TYPE MIRROR-LENS ISOCHROMATIC SYSTEMS, by *G. M. Popov*.— Two new types of mirror-lens systems for investigations in a wide spectral region (visual to ultraviolet) are discussed. The systems are of simple design and have spherical optics. The lens can be made of glass and also fused quartz.

Существует много различных типов зеркально-линзовых систем, каждая из которых имеет свои достоинства и недостатки [1]. В последнее время возросла потребность в оптических системах, пропускающих широкую область спектра и позволяющих вести исследования не только в видимой, но и в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. При этом значительные габариты применяемой астрономами аппаратуры (спектрографы, ЭОП, фотометры) требуют вынесения фокуса за пределы трубы телескопа (так называемый внешний фокус). Это обстоятельство в соединении с условием малых габаритов инструмента при значительном (как правило) фокусном расстоянии приводит нас к необходимости применения кассегреновской схемы телескопа. Однако классический рефлектор типа Кассегрена состоит из параболического главного и выпуклого гиперболического вторичного зеркала и имеет много недостатков: он труден в изготовлении вследствие применения несферической оптики (что исключает возможность массового производства); относительное отверстие главного зеркала, как правило, не превышает 1 : 4, что приводит к большим габаритам системы и высокой стоимости телескопа и башни (применение параболических зеркал с относительным отверстием свыше 1 : 4 нецелесообразно, так как трудности изготовления таких зеркал растут очень быстро с увеличением их относительного отверстия). В то же время качество изображения в такого рода системах оставляет желать лучшего, так как они обладают неисправленными комой и астигматизмом, которые ограничивают поле зрения. Впрочем, существует система из двух несферических зеркал с исправленной комой и, как следствие, с несколько бо́льшим полем зрения — это система Ричи — Кретьена, в которой как главное, так и вторичное зеркала имеют гиперболическую форму, а несферичность еще больше, чем в классическом Кассегрене.

В итоге мы приходим к выводу о необходимости разработки систем, в которых можно было бы устранить указанные недостатки при сохранении основного достоинства — возможности работать в широкой области спектра. Общеизвестная менисковая система Максутова [2], казалось бы, мо-

жет удовлетворить поставленным требованиям, однако пришлось бы изготовить мениск из плавленого кварца или какого-либо другого вещества, прозрачного в широкой области спектра; при этом потребовалась бы заготовка размером, по крайней мере равным диаметру входного зрачка системы. Это обстоятельство, учитывая сложность получения и дороговизну больших заготовок оптического плавленого кварца, естественно, ограничивает диаметр практически осуществимых систем Максутова и их модификаций; аналогичный недостаток и в оптике системы Волосова. Система



Изохроматические системы с двухлинзовым компенсатором (*а*) и с менисковым компенсатором (*б*)

Чуриловского, детально разработанная П. П. Аргуновым [3], в этом отношении значительно выгоднее, так как содержит помимо главного сферического зеркала двухлинзовый корректор из одного сорта стекла, помещаемый в сходящемся пучке лучей, поэтому имеющий меньшие размеры по сравнению с входным зрачком системы. Однако фокусное расстояние этой системы приблизительно равно длине трубы, поэтому применение системы Чуриловского с большим фокусным расстоянием затруднительно; к тому же фокус находится внутри трубы, что исключает возможность применения громоздкой или тяжелой аппаратуры.

Нами были изучены две схемы зеркально-линзовых изохроматических систем (см. фигуру) (термин «изохроматический», введенный в употребление П. П. Аргуновым, означает совершенное исправление хроматической аберрации положения, достигаемое на широком спектральном участке).

§ 1. ИЗОХРОМАТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА С ДВУХЛИНЗОВЫМ КОМПЕНСАТОРОМ

Система (см. фигуру) состоит из двух зеркал — главного вогнутого сферического, выпуклого сферического вторичного и расположенного между ними компенсатора из двух линз со сферическими поверхностями, изготовленных из одной марки стекла; линзы имеют отверстие в центральной части. Пучок световых лучей от бесконечно удаленной точки отражается от главного зеркала, проходит через линзы, отражается от выпуклого вторичного зеркала и, пройдя через отверстие в линзах, образует изображение в фокусе F.

Несмотря на сравнительную простоту этой системы, в ней удается исправить не только хроматическую и сферическую аберрации и кому, но также и астигматизм. Важным преимуществом этой системы является возможность использования наиболее доступных сортов оптического стекла, так как система малочувствительна к изменению показателя преломления стекла; возможно также и использование плавленого кварца, что решает задачу создания телескопа, работающего в широкой области спектра. Размеры линз и их положение между зеркалами выбирались так, чтобы экранирующее действие оправы линз не превышало 10% от общего количества света, падающего на главное зеркало (при этом условии качество дифракционного изображения звезды заметно не пострадает).

Форма линз и радиус вторичного зеркала (радиус главного зеркала принимался постоянным) выбирались так, чтобы получить заданное относительное отверстие системы при одновременном исправлении хроматизма, сферической аберрации и комы (а в ряде случаев — и астигматизма). Расчеты, выполнявшиеся на ЭВМ «Минск-1», обеспечили исправление сферической и сферохроматической аберрации (пересечение кривых поперечной сферической аберрации для двух цветов на заданной зоне, обычно равной половине диаметра входного зрачка) и комы.

Программа была составлена Н. В. Годовниковым; точность вычислений обеспечивала получение восьми верных значащих цифр. Все расчеты велись в предположении, что линзы изготовлены из плавленого кварца (впрочем, кварц можно заменить стеклом, близким к кварцу по показателю преломления,— например, стеклом ЛК6,— при этом характеристики системы не изменятся). Предполагалось, что плоскость входного зрачка совмещена с плоскостью зеркала. Были выполнены две серии вычислений. В первой серии (табл. 1) рассчитывались системы с весьма совершенным исправлением аберраций — их остаточные аберрации не превосходят долей секунды дуги (аберрационный кружок во всех случаях не превышает долей секунды дуги), во второй — системы с укороченной трубой телескопа, имеющие большое относительное отверстие главного зеркала. Эти системы имеют несколько худшее качество изображения вследствие больших значений остаточных аберраций и могут применяться в тех случаях, когда от оптической системы не требуется высокой разрешающей силы, например при использовании фотометров.

Рассмотрим подробнее варианты, приведенные в табл. 1. Здесь приведены: радиусы поверхностей системы $r_1, r_2, \ldots, r_6$; расстояние между вершинами поверхностей системы $d_1, d_2, \ldots, d_5$; расстояние фокуса F от вершины вторичного зеркала s'; эквивалентное фокусное расстояние f_0'; относительное отверстие A и диаметр входного зрачка системы D. Наконец, приведены аберрационные характеристики системы — угловой радиус кружка наименьшего рассеивания η_0 на оптической оси системы в спектральном интервале от $\lambda = 6563$ до $\lambda = 3650$ Å, а также $\eta_\omega/2$ — угловая величина половины пятна рассеивания в меридиональной плоскости для угла поля $\omega = 15'$ (размеры пятна рассеивания в сагиттальной плоскости не превосходят этих величин, что говорит о малости астигматизма). Приведен также угловой диаметр поля 2ω. Всего в табл. 1 дано 10 вариантов, имеющих

Таблица 1

	Номер варианта									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
r_1	—1250,0	—3340,0	—8000,0	—1250,0	—3340,0	—8000,0	—1250,0	—3340,0	—10000,0	—2500,0
r_2	752,294	1995,05	4744,0	743,843	1980,62	4744,0	726,25	1940,54	5725,96	1452,50
r_3	—295,701	—790,114	—1892,49	—294,613	—788,809	—1892,89	—295,701	—790,114	—2365,61	—591,402
r_4	—94,4788	—252,447	—604,664	—93,9564	—251,530	—603,368	—94,4786	—252,447	—755,83	—188,9572
r_5	—162,767	—434,521	—1040,0	—161,813	—432,53	—1036,0	—154,375	—412,49	—1236,05	—308,750
r_6	—141,25	—377,42	—904,0	—146,25	—390,78	—936,0	—141,25	—377,42	—1130,0	—282,50
d_1	—450,625	—1204,07	—2880,0	—450,625	—1202,4	—2880,0	—447,5	—1202,4	—3580,0	—895,0
d_2	—1,25	—3,34	—8,0	—1,25	—3,34	—8,0	—1,25	—3,34	—100,0	—2,5
d_3	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
d_4	—9,375	—25,05	—60,0	—9,375	—25,05	—60,0	—18,75	—50,1	—150,0	—37,50
d_5	—99,375	—265,53	—640,0	—98,75	—267,2	—640,0	—102,5	—273,88	—82,0	—205
s'	686,7	1903,0	4716,0	560,213	1419,98	3461,92	245,7	656,55	2004,22	491,4
f_0'	6670,6	18446	45632	5399,4	13762	33512	2791,1	7458	22699,4	5582,2
A	1 : 27,6	1 : 37	1 : 45,6	1 : 21,6	1 : 27,5	1 : 33,5	1 : 11,2	1 : 14,9	1 : 22,7	1 : 11,2
2ω	40′	30′	25′	30′	30′	25′	30′	30′	30′	30′
D	250	500	1000	250	500	1000	250	500	1000	500
η_0	0″,4	0″,2	0″,1	0″,5	0″,2	0″,1	0″,2	0″,2	0″,1	0″,2
$\eta_\omega/2$	0″,5	0″,25	0″,12	0″,6	0″,3	0″,2	0″,3	0″,3	0″,3	0″,3

относительное отверстие от 1 : 11 до 1 : 46 при диаметре входного зрачка от 250 до 1000 *мм*. Хроматизм увеличения во всех вариантах системы незначителен и не превышает 0,02% в спектральном интервале от $\lambda = 5890$ до $\lambda = 3650$ Å. Кривизна поля является единственной заметной аберрацией; она может быть вычислена по формуле Петцваля

$$\frac{1}{R} = -\frac{2}{r_1} + \frac{2}{r_2},$$

где R — радиус кривизны поля, r_1 и r_2 — радиусы кривизны первого и второго зеркал соответственно (дублет из двух линз практически не влияет на кривизну поля).

Изучение чисел табл. 1 позволяет сделать следующие выводы.

1. Все системы имеют радиус кружка наименьшего рассеивания на оптической оси не свыше радиуса дифракционного кружка в широком спектральном интервале, что указывает на высокое совершенство исправления аберраций.

2. Размеры пятна рассеивания вне оси η_ω в большинстве случаев незначительно превосходят диаметр кружка рассеивания $2\eta_0$ на оси системы.

3. Длина системы не превышает 2—3,5-кратного диаметра входного зрачка, т. е. система получается весьма компактной.

4. К одному и тому же главному зеркалу можно рассчитать корректоры и вторичное зеркало, обеспечивающие различные относительные отверстия A.

5. Экранирование в системе невелико и не превосходит 10% от падающего пучка света.

6. Поле системы достаточно велико (30′), а кривизну поля можно исправить (в большинстве случаев) линзой Пиацци — Смита.

Возможно создание комбинированных зеркально-линзовых систем со сменной оптикой на базе существующих систем Шмидта, Максутова и Волосова — в этих системах громоздкий корректор, работающий в параллельном пучке лучей, может быть заменен двухлинзовым корректором со сферическим вторичным зеркалом по нашей схеме (см. фигуру *а*). При этом возможно использование как схемы Кассегрена, так и схемы Несмита.

В настоящее время в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР рассматривается возможность применения схемы, изображенной на фигуре, для телескопа с $D = 640$ *мм* (тип Волосова), установленного в КрАО; линзы предполагается изготовить из плавленого кварца. В этом инструменте главное зеркало имеет большое относительное отверстие $A = 1 : 1{,}4$, поэтому в преобразованной (см. фигуру *а*) системе остаточные аберрации достигают 1″ на оси в широком спектральном интервале (значительная аберрация несущественна для звездной фотометрии, для которой и предназначен реконструируемый телескоп).

Система со светосильным главным зеркалом имеет очень короткую трубу, что облегчает и удешевляет монтировку телескопа, а также уменьшает размеры башни и купола. Варианты таких укороченных апланатических систем (в большинстве случаев с исправленным астигматизмом) даны в табл. 2. Обозначения в табл. 2 те же, что и в табл. 1. Длина систем в табл.2 не превосходит 1,5—1,8-кратного диаметра входного зрачка D; относительное отверстие меняется от 1 : 7 до 1 : 20; аберрации на оси не превосходят $\eta_0 = 1''$ в спектральном интервале от $\lambda = 6563$ до 3650 Å; поле достигает $2\omega = 30'$.

Системы, приведенные в табл. 2, можно использовать в тех случаях, когда не требуется высокая степень совершенства коррекции осевых аберраций (например, в случае использования фотометров, спектрографов и других инструментов).

Таблица 2

	Номер варианта					
	1	2	3	4	5	6
r_1	—2000,0	—2000,0	—2000,0	—1000,0	—1000,0	—1000,0
r_2	1198,79	1216,44	1233,10	599,395	608,22	616,55
r_3	—473,122	—471,380	—473,122	—236,561	—235,69	—236,561
r_4	—151,166	—150,330	—151,166	—75,533	—75,165	—75,583
r_5	—247,024	—259,444	—261,023	—123,512	—129,722	—130,512
r_6	—226,0	—234,0	—226,0	—113	—117	—113
d_1	—717,0	—721,3	—720,7	—358,5	—360,65	—360,35
d_2	—2,0	—2,0	—2,0	—1,0	—1,0	—1,0
d_3	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
d_4	—30,0	—15,0	—15,0	—15,0	—7,5	—7,5
d_5	—163,0	—158,7	—159,3	—81,5	—79,35	—79,65
s'	373,86	770,28	992,59	186,93	385,14	496,30
f_0'	4279,1	7523,3	9701,5	2139,5	3761,6	4850,7
A	1 : 7	1 : 15	1 : 20	1 : 7	1 : 15	1 : 20
D	600	500	500	250	250	250
η_0	1″	1″	0″,9	1″	1″	0″,9
$\eta_\omega/2$	1″,5	1″,8	1″,9	1″,6	1″,8	1″,9
2ω	30′	30′	30′	30′	30′	30′

§ 2. СИСТЕМА КАССЕГРЕНОВСКОГО ТИПА С МЕНИСКОМ В СХОДЯЩЕМСЯ ПУЧКЕ, РАБОТАЮЩИМ С ДВУХКРАТНЫМ ХОДОМ ЛУЧЕЙ ЧЕРЕЗ МЕНИСК

Рассмотренная выше система содержит две линзы из сравнительно дорогого плавленого кварца; получить крупные заготовки оптически однородного кварца трудно, поэтому имеет смысл упростить систему, уменьшив число линз (см. фигуру *б*). Эта система также имеет кассегреновскую схему (все поверхности, как и в предыдущей схеме, сферические), но в качестве корректора используется менискообразная линза, через которую лучи проходят дважды — до и после отражения от вторичного зеркала. Попрежнему все расчеты велись в предположении, что мениск изготовлен из плавленого кварца или стекла ЛК6. В этой системе можно сравнительно хорошо исправить хроматическую аберрацию положения и сферическую аберрацию при приемлемом исправлении комы и в ряде случаев получить очень малую кривизну поля при умеренном астигматизме; хроматизм увеличения — не свыше сотых долей процента.

Десятки вариантов этой системы были рассчитаны на ЭВМ «Минск-1». Некоторые из вариантов приведены в табл. 3. Обозначения в табл. 3 те же, что и в табл. 1 и 2. Изучение данных табл. 3 позволяет сделать следующие выводы.

1. Все системы, приведенные в табл. 3, имеют радиус кружка наименьшего рассеивания на оси не свыше радиуса дифракционного кружка в широком спектральном интервале, что говорит о совершенном исправлении осевых аберраций.

2. Размеры пятна рассеивания вне оси составляют от долей секунды до нескольких секунд дуги, что в большинстве случаев приемлемо.

3. К одному и тому же главному зеркалу можно рассчитать мениск и вторичное зеркало, дающие различные эквивалентные фокусные расстояния, т. е. система может быть достаточно универсальной.

Таблица 3

	Номер варианта								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
r_1	—10000,0	—4000,0	—2000,0	—10000,0	—4000,0	—2000,0	—8000,0	—4000,0	—2400,0
r_2	1276,69	510,676	255,338	824,01	329,604	164,802	1330,32	665,16	399,096
r_3	1296,65	518,66	259,330	844,14	337,654	168,827	1344,98	672,488	403,493
r_4	—8000,0	—3200,0	—1600,0	—4000,0	—1600,0	—800	—6400,0	—3200,0	—1920,0
r_5	1296,65	518,66	259,330	844,14	337,654	168,827	1344,98	672,488	403,493
r_6	1276,69	510,676	255,338	824,01	329,604	164,802	1330,32	665,16	399,096
d_1	—3000,0	—1200,0	—600,0	—3500,0	—1400,0	—700,0	—2400,0	—1200,0	—720,0
d_2	—75,0	—30,0	—15,0	—75,0	—30,0	—15,0	—120,0	—60,0	—36,0
d_3	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
d_4	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
d_5	75,0	30,0	15,0	75,0	30,0	15,0	120,0	60,0	36,0
s'	3861,0	1544,4	772,2	6000,0	2400,2	1200	2864,92	1432,46	859,476
f_0'	10025	4010	2005	20854	8341,6	4170,8	7742,8	3871,4	2322,84
A	1 : 10	1 : 8	1 : 8	1 : 21	1 : 16,7	1 : 16,7	1 : 7,7	1 : 7,7	1 : 7,6
D	1000	500	250	1000	500	250	1000	500	300
η_0	0″,1	0″,2	0″,2	0″,1	0″,2	0″,2	0″,1	0″,1	0″,2
$\eta_\omega/2$	0″,7	0″,7	0″,7	2″	2″	2″	1″	1″	1″
2ω	30′	30′	30′	30′	30′	30′	30′	30′	30′

4. Относительное отверстие систем может меняться в широких пределах (1 : 6—1 : 17), а диаметр входного зрачка достигает 1000 *мм*.

Область применения этой системы в основном та же, что и системы, описанной в § 1.

В заключение автор считает своим долгом выразить искреннюю благодарность Н. В. Годовникову, составившему программу для вычислений на ЭВМ «Минск-1» и выполнявшему функции оператора при расчетах.

14 мая 1966 г.

Литература

1. Г. М. Попов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 281.
2. Д. Д. Максутов. Труды ГОИ, 16, 124.
3. П. П. Аргунов. Оптико-механическая промышленность, 1965, № 12.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том XXXVII. 1967 г.

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ПОВЫШЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ В ТРАНЗИСТОРНЫХ СТАБИЛИЗАТОРАХ ПОСТОЯННОГО НАПРЯЖЕНИЯ

А. В. Брунс

Рассматривается способ стабилизации постоянного напряжения, дающий значительное повышение коэффициента полезного действия по сравнению с обычными стабилизаторами. Даются рекомендации по выбору основных элементов схемы. В заключение приводится практическая схема стабилизатора и результаты ее испытания.

ON A METHOD FOR INCREASING THE EFFICIENCY COEFFICIENT OF TRANSISTOR STABILIZERS OF CONSTANT VOLTAGE, by *A. V. Bruns*.— A method for the stabilization of constant voltage, which considerably increases the efficiency coefficient as compared to ordinary stabilizers, is discussed. Recommendations on the selection of the basic elements of the sheme are made. A practical design of a stabilizer and experimental results are given.

Стабилизаторы постоянного напряжения находят широкое применение как в виде самостоятельных устройств, так и в качестве функциональных узлов различных электронных приборов. По способу включения регулирующего элемента стабилизаторы делятся на параллельные и последовательные. Параллельные стабилизаторы могут быть очень простыми по конструкции, но они обычно менее эффективны и отличаются низким коэффициентом полезного действия (к. п. д.). Лучшие параметры имеют схемы, в которых сопротивление нагрузки и регулирующий элемент включены последовательно. Следует заметить, что при полной нагрузке к. п. д. обоих типов стабилизаторов могут быть практически одинаковыми.

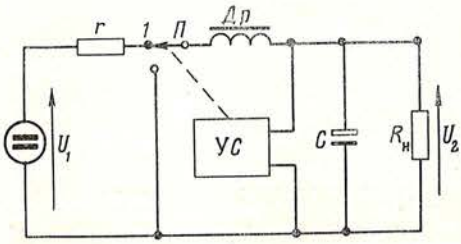
В большинстве практических случаев от стабилизаторов требуется достаточно высокая стабильность выходного напряжения при изменении в широких пределах как входного напряжения, так и величины нагрузки. Одновременно весьма важным параметром стабилизатора является к. п. д., который необходимо иметь возможно бóльшим. В связи с этими требованиями обычно предпочтение отдается схеме последовательной стабилизации. Однако и она при изменении входного напряжения дает низкое значение к. п. д. Без учета потерь на схему управления проходным транзистором к. п. д. последовательного стабилизатора может быть определен как отношение выходного напряжения стабилизатора — U_2 ко входному — U_1

$$\eta = U_2/U_1. \qquad (1)$$

Вся потерянная мощность идет на нагревание проходного транзистора, что заставляет применять транзисторы с большой допустимой мощностью рассеивания и снабжать их специальными устройствами для отвода тепла.

Значительного повышения к. п. д. удается добиться от последовательного стабилизатора, работающего в особом режиме. На фиг. 1 дана схема,

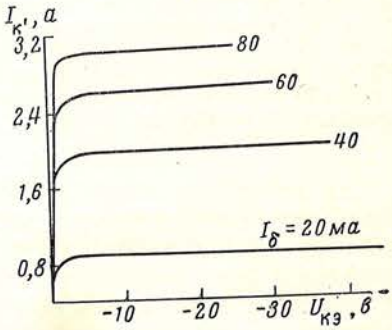
поясняющая его работу. Источник постоянного напряжения U_1 через переключающий элемент $П$ с внутренним сопротивлением r и через дроссель $Др$ заряжает конденсатор C. По достижении на конденсаторе некоторого значения выходного напряжения $U_{вых} = U_2$ управляющая схема ($УС$) переключает $П$ в положение *2* и потребление энергии от источника прекращается. В это время энергия, запасенная в магнитном поле дросселя за время нахождения $П$ в положении *1* начинает переходить в нагрузку. Когда напряжение на выходе падает до значения $U_{вых} = U_2 - \Delta U_2$, управляющая схема возвращает $П$ в положение *1* и процесс повторяется. Зона нечувствительности управляющей схемы — ΔU_2 может быть сделана достаточно малой величины, и устройство будет обеспечивать высокую стабильность выходного напряжения при малом значении коэффициента пульсаций.



Фиг. 1. Функциональная схема стабилизатора

Повышение к. п. д. в этой схеме происходит за счет того, что излишки напряжения гасятся не на активном сопротивлении, как в обычных схемах, а на реактивном сопротивлении дросселя. В случае активного сопротивления энергия переходит в тепло, в случае реактивного — энергия запасается в магнитном поле, а потом отдается в нагрузку.

Если в качестве переключателя использовать транзистор, то в этом случае надо характеризовать цепь не величиной сопротивления транзистора, а падением напряжения на нем. На фиг. 2 показаны характеристики транзистора П4Д. Действительно, при постоянном токе базы $I_б$ ток коллектора $I_к$ может изменяться в широких пределах без существенного изменения падения напряжения $\Delta U_{тр}$ на транзисторе. Например, при $I_б = 60$ *ма*



Фиг. 2. Выходные характеристики транзистора П4Д

$$I_к = (0 \div 2{,}4)\ а, \quad \Delta U_{тр} < 1\ в.$$

Для большинства мощных германиевых транзисторов это напряжение колеблется в пределах $\Delta U_{тр} = (0{,}3 \div 0{,}7)$ *в*.

Поведение системы при переключателе $П$ в положении *1* описывается системой уравнений

$$\left.\begin{aligned} i_1 r + L\frac{di_1}{dt} + i_3 R_н &= U_1, \\ i_3 R_н + \frac{1}{C}\int i_2\,dt + U_{co} &= 0 \\ i_1 + i_2 - i_3 &= 0. \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Здесь i_1, i_2 и i_3 — токи соответственно через дроссель, конденсатор и сопротивление нагрузки $R_н$.

В установившемся режиме, учитывая, что $\Delta U_2 \ll U_{вых}$, можно принять, что $i_2 = 0$, а $U_{вых} = U_2 = \text{const}$, $i_1 = i$; это позволяет свести систему уравнений к одному уравнению

$$ir + L\frac{di}{dt} + U_2 = U_1. \qquad (3)$$

В случае транзисторного переключателя $ir = U_{тр}$ выражение (3) принимает вид

$$L\frac{di}{dt} + U_{тр} + U_2 = U_1, \tag{4}$$

откуда, интегрируя (4), найдем ток

$$i = \frac{U_1 - U_2 - U_{тр}}{L} t + C. \tag{5}$$

Из (5) видно, что при принятых условиях ток через индуктивность неограниченно растет пропорционально времени. Практически, однако, рост тока ограничен характеристикой проходного транзистора (см. фиг. 2). При возрастании тока выше некоторого предела (для рассмотренного ранее примера при $I_к > 2{,}5$ *а*) транзистор начинает вести себя как элемент с большим внутренним сопротивлением и резко ограничивает ток. Если при значениях тока, меньших этого предела, почти все падение напряжения между U_1 и U_2 происходит на индуктивности, в которой накапливается энергия, то при больших токах напряжение на индуктивности стремится к нулю, а весь перепад напряжения приходится на транзистор. Выделяющаяся на транзисторе мощность теряется и создает его вредный перегрев. Поэтому необходимо создавать такой режим работы стабилизатора, чтобы проходной транзистор не ограничивал тока.

Постоянную интегрирования в (5) можно определить из начальных условий. В установившемся режиме работы стабилизатора начальным условием для тока i через *П* в положении *1* будет значение остаточного тока разряда I, которого он достигает в момент ухода *П* из положения *2*. Таким образом, выражение для тока i принимает вид

$$i = \frac{U_1 - U_2 - U_{тр}}{L} t + I_0 = \frac{U_L}{L} t + I_0. \tag{6}$$

Здесь I_0 — остаточный ток разряда индуктивности, $U_L = U_1 - U_2 - U_{тр}$ — падение напряжения на индуктивности.

Коэффициент полезного действия схемы определится как отношение энергии W_C, отданной в нагрузку конденсатором C, и W_L — индуктивностью L к энергии W_1, забранной из источника напряжения:

$$\eta = \frac{W_C + W_L}{W_1}. \tag{7}$$

Вследствие того, что процесс работы стабилизатора периодический, подсчет энергий можно производить за период T. Обозначим через t_1 активную часть периода, время нахождения *П* в положении *1*.

Приращение энергии в конденсаторе C будет

$$dW_C = U_2\, idt.$$

Откуда с учетом (6) вся энергия, переданная в конденсатор C за период,

$$W_C = \int_0^T U_2\, idt = \int_0^{t_1} U_2\, idt = U_2 \frac{U_L}{2L} t_1^2 + U_2 I_0 t_1. \tag{8}$$

Приращение энергии магнитного поля

$$dW_L = U_L\, idt.$$

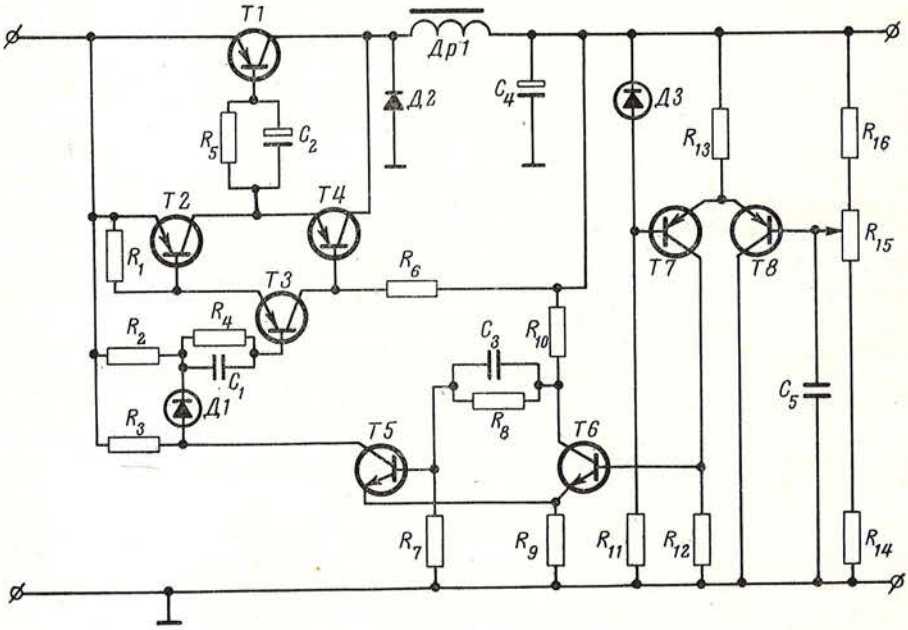
Полная энергия магнитного поля индуктивности

$$W_L = \int U_L\, idt = \frac{U_L^2}{2L} t^2 + U_L I_0 t + W_0.$$

С момента $t = t_1$ каждого периода до момента $t = T$ происходит отдача энергии из индуктивности в нагрузку:

$$W_L = \int_{t_1}^{T} U_L(t)\, i(t)\, dt\,.$$

Здесь $U_L(t)$ и $i(t)$ — соответственно напряжение и ток в индуктивности при разряде.



Фиг. 3. Принципиальная схема стабилизатора

$R_1 = 3$ *к*, $R_2 = 15$ *к*, $R_3 = 10$ *к*, $R_4 = 510$ *ом*, $R_5 = 75$ *ом*, $R_6 = 1{,}2$ *к*, $R_7 = 10$ *к*, $R_8 = 3{,}3$ *к*, $R_9 = 360$ *ом*, $R_{10} = 10$ *к*, $R_{11} = 470$ *ом*, $R_{12} = 4{,}3$ *к*, $R_{13} = 8{,}2$ *к*, $R_{14} = 2{,}1$ *к*, $R_{15} = 1{,}8$ *к*, $R_{16} = 6{,}8$ *к*; $C_1 = 1{,}0$ *мкф*, $C_2 = 80{,}0$ *мкф*, $C_3 = 0{,}03$ *мкф*, $C_4 = 450{,}0$ *мкф*, $C_5 = 20$ *мкф*, Транзисторы: *Т1* — П4Д; *Т2*, *Т3* — П16; *Т4*, *Т7*, *Т8* — П16; *Т5*, *Т6* — П11. Диоды: *Д1*, *Д3* — Д808; *Д2* — Д7Г

Запасается эта энергия за активную часть периода с момента

$$t = 0 \text{ до } t = t_1,$$

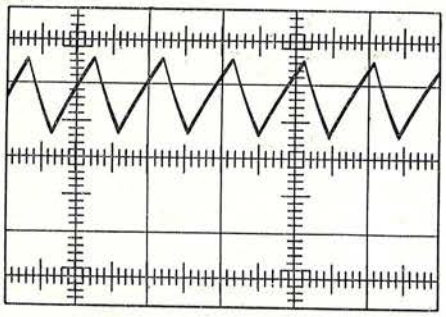
$$W'_L = \int_0^{t_1} U_L\, i dt = U_L \int_0^{t} i dt\,.$$

Таким образом, индуктивность передаст за период в нагрузку энергию

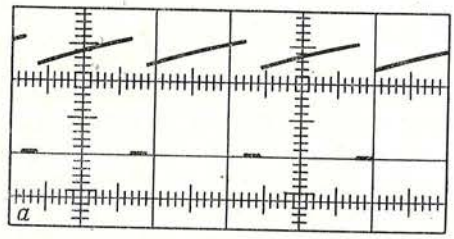
$$W_L = W'_L = \frac{U_L^2}{2L} t_1^2 + U_L I_0 t_1. \tag{9}$$

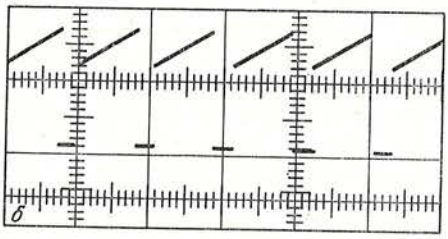
Наконец, энергия W_1, забираемая за активную часть периода из источника напряжения, равна

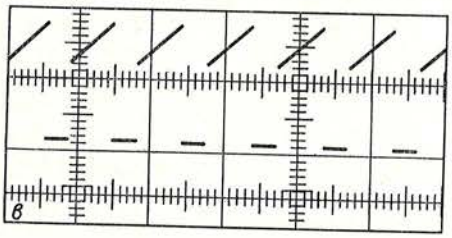
$$W_1 = U_1 \int_0^{t_1} i dt = U_1 \frac{U_L}{2L} t_1^2 + U_1 I_0 t_1\,. \tag{10}$$



Фиг. 4. Осциллограмма тока через дроссель

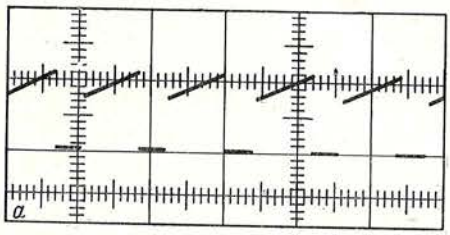


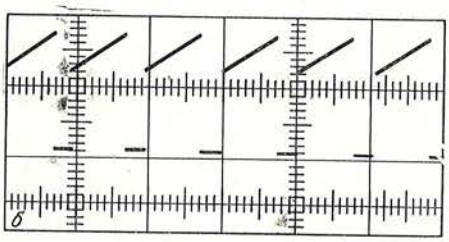


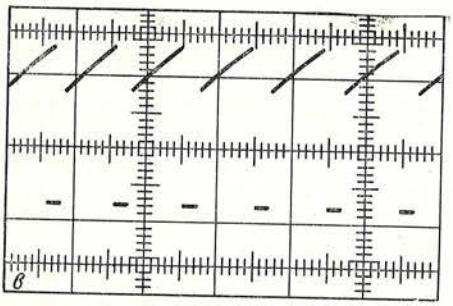


Фиг. 5. Осциллограмма тока через транзистор *T1* при постоянной нагрузке и различных напряжениях U_1

а — $U_1 = 14$ *в*; *б* — $U_1 = 16{,}5$ *в*; *в* — $U_1 = 19$ *в*







Фиг. 6. Осциллограмма тока через транзистор *T1* при различных сопротивлениях нагрузки

а — 15 *ом*; *б* — 10 *ом*; *в* — 7,5 *ом*

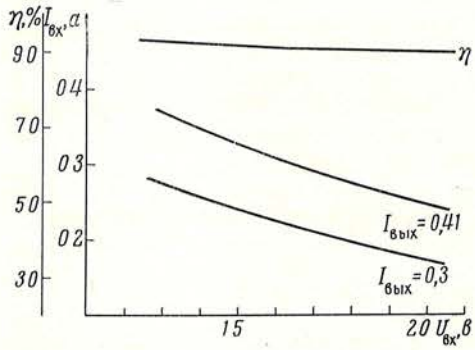
Подставляя (8), (9) и (10) в (7) и произведя сокращения, получим

$$\eta = \frac{U_2}{U_1} + \frac{U_L}{U_1}. \qquad (11)$$

Сравнение (11) с (1) показывает, что к. п. д. в этой схеме стабилизатора на величину U_L/U_1 больше, чем у обычного стабилизатора последовательного типа. Сделав в (11) подстановку $U_L = U_1 - U_2 - U_{тр}$, получим другой вид выражения для к. п. д.:

$$\eta = 1 - \frac{U_{тр}}{U_1}.$$

Таким образом, к. п. д. определяется отношением падения напряжения на проходном транзисторе ко входному напряжению. Поэтому для получения высокого значения к. п. д. необходимо выбирать транзисторы с возможно малым падением напряжения между эмиттером и коллектором в открытом состоянии.



Фиг. 7. Зависимость входного тока $I_{вх}$ и коэффициента полезного действия η от величины входного напряжения $U_{вх}$

Следует отметить, что все рассуждения производились без учета потерь энергии на схему управления. Эти потери составляют обычно 10—20% от стабилизируемой мощности.

На фиг. 3 показана схема стабилизатора, в основу работы которого положен рассмотренный принцип. Проходной транзистор управляется с помощью усилителя мощности (транзисторы *Т2*, *Т3*, *Т4*) сигналами порогового устройства, представляющего собой триггер Шмитта (транзисторы *Т5* и *Т6*). Для повышения чувствительности триггера перед ним включен двухкаскадный усилитель. Первый каскад (*Т8*) собран по схеме с общим коллектором, второй (*Т9*) — по схеме с общей базой. Опорное напряжение обеспечивается стабилизатором *Д3*. Режим работы стабилизатора, соответствующий положению *2* переключателя *П* на фиг. 1, обеспечивается диодом *Д2*. В момент времени t_1, когда проходной триод закрывается, под действием э. д. с. самоиндукции через диод начинает проходить ток разряда, отдавая в нагрузку энергию, запасенную в дросселе *Др1*. На фиг. 4 показана осциллограмма тока через дроссель. Видно нарастание тока во время активной части периода и спадание при отдаче энергии в нагрузку во второй части периода.

На фиг. 5, *а*, *б*, *в* показаны осциллограммы тока через проходной транзистор при разных величинах входных напряжений U_1 и постоянных выходных параметрах стабилизатора (U_1 возрастает от *а* к *в*). На фиг. 6, *а*, *б*, *в* даны осциллограммы тока через ту же цепь при увеличении нагрузки (от фиг. 6, *а* к 6, *в*) при постоянном входном напряжении. Легко проследить, что в первом случае происходит изменение крутизны нарастания импульсов тока при постоянном их среднем значении, во втором случае изменяется само среднее значение импульсов.

Нагрузочные характеристики стабилизатора, а также зависимость его к. п. д. от питающего напряжения даны на фиг. 7.

Некоторое уменьшение к. п. д. стабилизатора при повышении входного напряжения объясняется большей частотой переключений проходного транзистора и соответственно большими потерями на управление.

В заключение автор приносит благодарность О. А. Блинову за сборку и испытание макета стабилизатора, М. И. Нешпор, А. Ф. Лагутину и В. М. Нечаеву за помощь в оформлении работы.

Май 1966 г.

Литература

1. А. А. Журавлев, К. Б. Мазель. Преобразователи постоянного напряжения на транзисторах. М., «Энергия», 1964.
2. «Электроника», 1964, 37, 23, 20.
3. «Электроника», 1964, 37, 29, 3.

Известия Крымской астрофизической обсерватории
Том XXXVII

Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией АН СССР

Редактор издательства *Ю. И. Ефремов*
Технический редактор *А. Ф. Федотова*

Сдано в набор 15/XI 1966 г. Подписано к печати 11/III 1967 г.
Формат 70×108¹/₁₆. Бумага типографская № 1
Усл. печ. л. 28. Уч.-изд. л. 23,1 (22,8+0,3 вкл.) Тираж 1350.
Т-03363. Тип. зак. № 1562

Цена 1 р. 63 к.

Издательство «Наука»
Москва, К-62, Подсосенский пер., 21

2-я типография издательства «Наука».
Москва, Г-99, Шубинский пер., 10