

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XLI — XLII



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА — 1970

Редакционная коллегия:

академик *А. Б. Северный* (ответственный редактор),
доктор физ.-матем. наук *А. А. Боярчук*,
канд. физ.-матем. наук *Л. С. Галкин* (ответственный секретарь),
канд. физ.-матем. наук *П. П. Добронравин* (заместитель ответственного редактора),
доктор физ.-матем. наук *Э. Е. Дубов*, канд. физ.-матем. наук *И. Г. Моисеев*,
член-корр. АН СССР *Э. Р. Мустель*, доктор физ.-матем. наук *В. Б. Никонов*,
доктор физ.-матем. наук *В. К. Прокофьев*,
канд. физ.-матем. наук *Н. В. Стешенко*

ДВИЖЕНИЕ ДЕТАЛЕЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ В ПОЛУТЕНИ
СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Н. В. Стешенко, А. Г. Щербakov

Снимки солнечных пятен, полученные в дни с отличными изображениями и малыми дрожаниями ($<1''$), а также снимки, опубликованные в [9], использованы для измерения движений элементов тонкой структуры в полутени пятен в проекции на картинную плоскость. Найдено, что детали полутени не имеют постоянно направленных движений со скоростью ≥ 2 км/сек. Наблюдаются движения типа пульсаций в радиальном направлении, вдоль ориентации тонкоструктурных элементов полутени. Зарегистрированные смещения деталей полутени происходили в течение короткого интервала времени (порядка 1 мин.) со скоростью около 4—8 км/сек; в течение следующих нескольких минут ($\sim 10^m$) направление движения большинства деталей менялось на обратное.

Эти выводы хорошо согласуются с данными о сложной и быстро меняющейся структуре спектральных линий полутени пятен.

THE MOTIONS OF FINE STRUCTURE FEATURES IN THE SUNSPOT PENUMBRAS, by N. V. Steshenko, A. G. Shcherbakov. — The high-definition ground level photographs of sunspots (resolution better than $1''$) and the photographs published in [9] were used for measuring transverse motions of fine structure features in the penumbra of sunspots. There were not found any the penumbra features with permanently directed motions at a velocity of ≥ 2 km/sec. The motions of the type of pulsations in the radial direction, along the penumbra filaments were observed. The displacement of penumbra features took place for a short time (of the order of one minute) at a velocity of about 4—8 km/sec; within the next ~ 10 minutes most of the features change the direction of their motions for the opposite one.

These results are in good agreement with the spectral data, which show the complicated and rapidly changing structure of the spectral lines of sunspot penumbras.

Исследование эффекта Эвершеда, выполненное В. Бумбой [1] на спектрографе с большой дисперсией и при высоком качестве изображения Солнца, показало, что фраунгоферовы линии в спектре полутени пятен сильно асимметричны, благодаря чему смещается центр тяжести линии. Асимметричная линия («флажок») часто переходит в максимуме эффекта Эвершеда в четкую отдельную слабую линию, показывающую скорость движения более 5 км/сек. Таким образом, Бумба нашел, что в полутени пятен участвует в движении не весь газ, а только его часть. В [2] и [3] также показано, что радиальные движения газа в полутени пятна вызывают существенную асимметрию фраунгоферовых линий. При этом лучевые скорости оказываются тем большими, чем по более далеким участкам крыльев линии они определяются (см. фиг. 7 в [2]).

Сильная асимметрия линий полутени пятен, появление линий-спутников свидетельствуют о большой неоднородности потоков газа в полутени пятен. Однако современные спектральные наблюдения, даже самые высококачественные, не дают возможности (из-за атмосферного дрожания) сказать, с какими структурными элементами полутени связаны эвершедовские движения газа. Шпетер [4] предполагает, что волокна тон-

кой структуры полутени являются теми каналами, по которым движется газ: в светлых волокнах полутени вещество вытекает из пятна, а в темных волокнах втекает в него. Принимая разницу температуры между светлыми и темными волокнами порядка 700° , он рассчитал, какой вклад должны внести те и другие структурные элементы, чтобы получить наблюдаемый асимметричный контур линии.

Нами предпринята попытка изучить движения в полутени пятен по прямым снимкам Солнца, выполненным в периоды отличного качества изображения.

Рассмотрим сначала, какие типы движений или возмущений можно изучить этим методом.

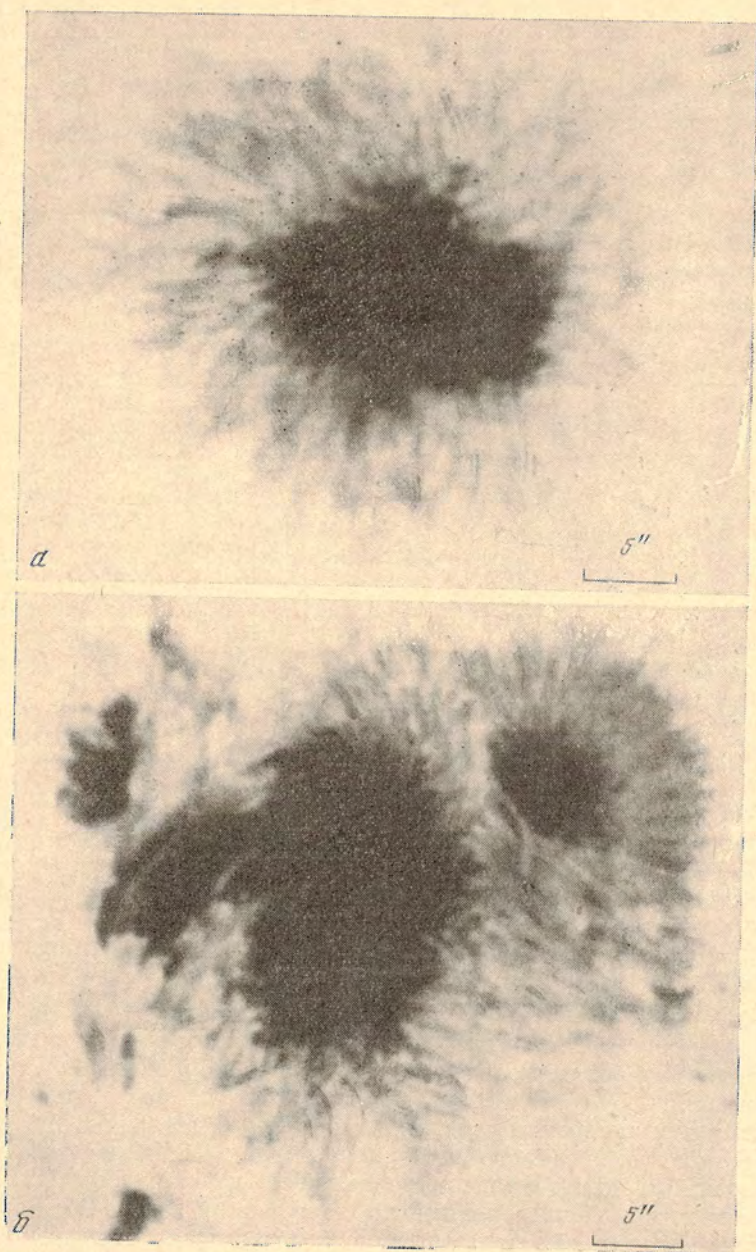
1) Реальные движения газа, имеющего определенную температуру и плотность и перемещающегося в среде (или над средой) газа, находящегося в других физических условиях. В этом случае будут отмечены перемещения в проекции на картинную плоскость ярких или темных узлов или струй по отношению к другим деталям пятна.

2) Распространение волновых возмущений, не являющихся реальными движениями газа, а представляющих собой, например, нагрев газа за счет диссипации гидромагнитных волн. В. А. Крат и Н. М. Гольдберг [5] обнаружили по прямым снимкам пятен быстрые изменения небольших факелов в полутени пятен, имеющие характер горизонтальных перемещений со скоростью порядка десятков *км/сек*. Авторы [5] относят эти изменения к волновым движениям типа магнитогидродинамических волн. Исследование распространения подобных возмущений, конечно, представляет большой интерес, особенно если учесть, что другие методы, в частности спектральный, для этой цели неприменимы.

3) Некоторые из наблюдаемых перемещений узлов яркости будут не реальными движениями газа и не передачей возмущений, а перераспределением яркости вдоль волокна из-за высвечивания, неравномерного в разных частях волокна хотя бы за счет его различной плотности. Потеря яркости одними волокнами неизбежно должна сопровождаться притоком энергии и увеличением яркости в других волокнах или их частях. Наиболее реальным механизмом притока энергии, как показал Даниельсон [6], является конвекция. Исходя из этой точки зрения, которая поддерживается и другими исследователями (см., например, [7]), мы вправе ожидать, что большинство измеренных перемещений деталей полутени должны отражать реальные движения плазмы.

Простые подсчеты показывают, что если какой-либо элемент полутени движется со скоростью 5 км/сек (такие и даже несколько большие скорости регистрировались по спектрам многими авторами), то за время около 10 мин. этот элемент передвинется на расстояние $4''$. Это вполне достаточно для точного измерения скорости движения, так как сдвиг элементов, вызванный атмосферными искажениями, не превышает $1''$. Промежуток времени около 10^3 в несколько раз меньше, согласно [8] и [9], времени жизни волокон полутени, поэтому идентификация элементов структуры полутени, как правило, не должна вызывать трудностей. В действительности же обнаружить движения оказалось значительно труднее, чем показывают приведенные прикидки.

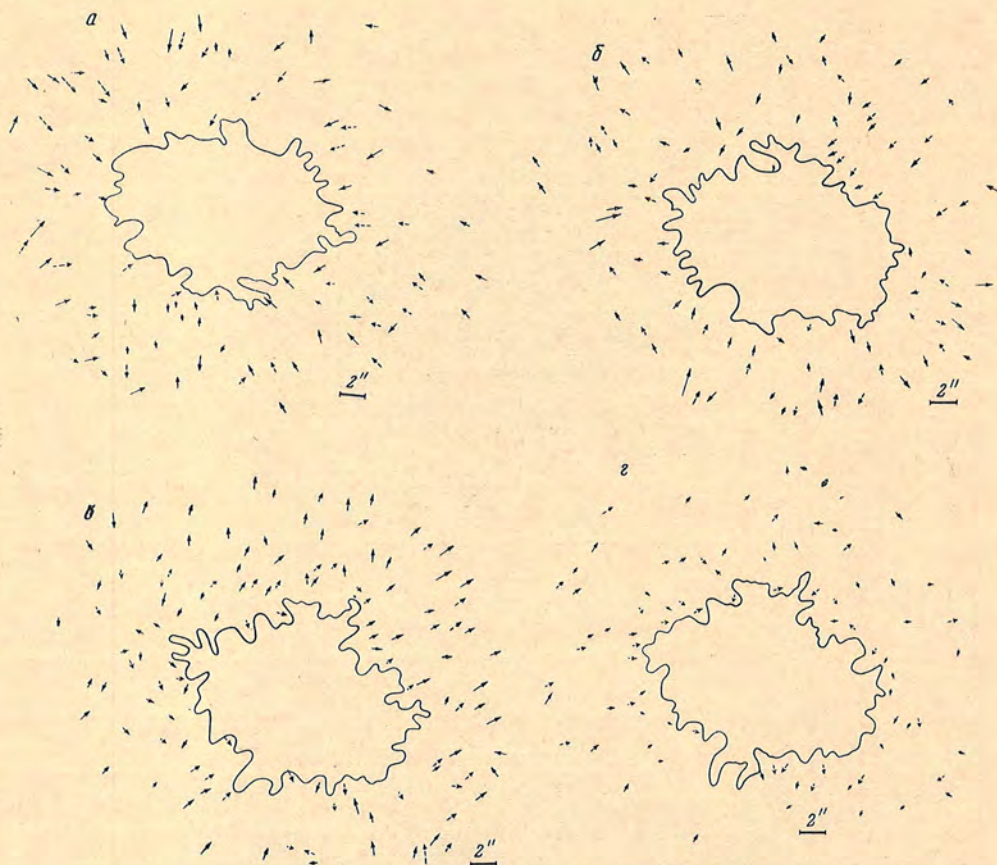
Фотографии пятен получены с помощью телескопа, описанного в [10]. Телескоп устанавливался на берегу моря в непосредственной близости от воды, что позволяло получать отличные фотографии пятен на протяжении нескольких часов наблюдений. На фиг. 1 приведены снимки пятен 19.VII 1966 г. (группа № 103) и 8. VIII 1968 г. (группа № 307 по бюлл. «Солнечные данные»), полученные с экспозицией 0,001 сек. через стеклянный фильтр с максимумом пропускания около $5400 \text{ \AA}$ на фотопленку «Микрат-200». На снимках разрешены детали, находящиеся на расстоянии несколько меньше $1''$, т. е. практически полностью реализована теоретическая раз-



Фиг. 1. Снимки пятен 19.VII 1966 г. ($8^{\text{h}}00^{\text{m}}8^{\text{s}}$ UT) и 8.VIII 1968 г. ($9^{\text{h}}16^{\text{m}}2^{\text{s}}$ UT)

решающая способность телескопа (диаметр объектива 15 см, эквивалентный фокус телескопа 49 м).

Используя снимки наиболее высокого качества, была сделана попытка измерить движение деталей в полутени следующим образом: на двухкоординатном измерительном микроскопе производились измерения координат начала и конца волокон, а затем строилась карта структуры полутени. Однако сравнение ряда последовательных карт показало, что в некоторых волокнах за промежуток времени 10—15 мин. положение начала и конца волокна осталось с точностью до 1" неизменным, тогда как вдоль



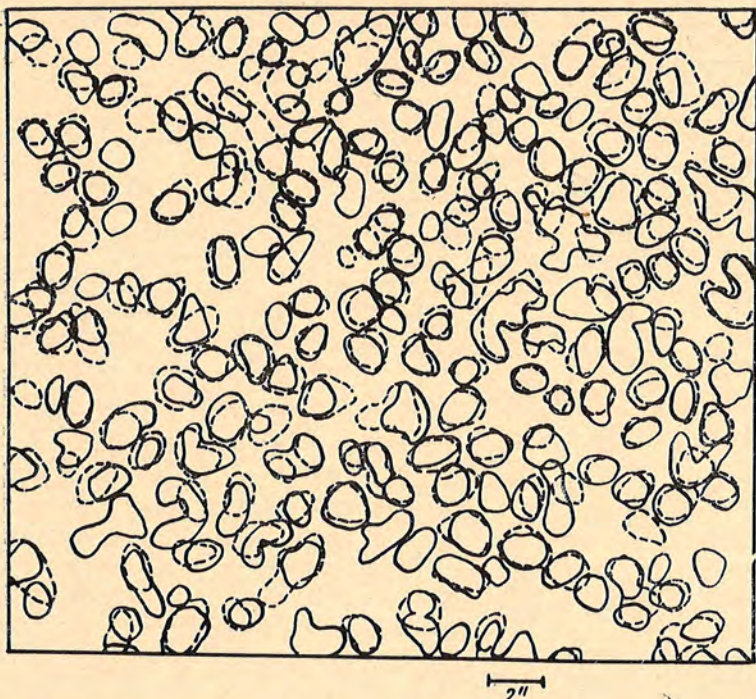
Фиг. 2. Смещение деталей полутени пятна № 103 (19.VII 1966 г.) при сравнении кадров, снятых в последовательные промежутки времени

$a - 7^h58^m5 - 8^h00^m8$ ($\Delta t = 2^m3$); $б - 8^h00^m8 - 8^h13^m5$ ($\Delta t = 12^m7$); $в - 8^h13^m5 - 8^h16^m3$ ($\Delta t = 2^m8$); $г - 8^h15^m - 8^h16^m3$ ($\Delta t = 0^m8$). Сплошные линии — смещения темных деталей, штриховые — светлых

волокна прошло заметное перераспределение ярких (или темных) узлов. Кроме того, измерения координат многих волокон оказались очень неопределенными из-за плавного спада контраста на краях детали.

Поэтому для измерения движений в полутени был использован другой способ. С помощью двойного спектропроектора ДСП-1 на одно и то же место экрана проектировались увеличенные изображения двух кадров пятна, снятых через определенный промежуток времени. Обтюратор, установленный перед объективами проектора, поочередно открывал то одно, то другое изображение. Совмещение изображений в проекторе производилось очень уверенно, и если сравнивать между собой два кадра, отпечатанные с одного снимка пятна, то нельзя заметить никаких движений. Сравнивая же различные снимки пятна, мы отчетливо отмечаем все перемещения деталей. Указанным методом мы, по сути дела, можем зарегистрировать все те изменения, которые произошли не только в результате сдвига всей детали в целом, но и за счет перераспределения узлов яркости по детали. Перемещение деталей или узлов яркости на рассматриваемых одновременно парах кадров зарисовывается стрелкой, направление которой показывает направление перемещения детали, а длина стрелки — величину перемещения.

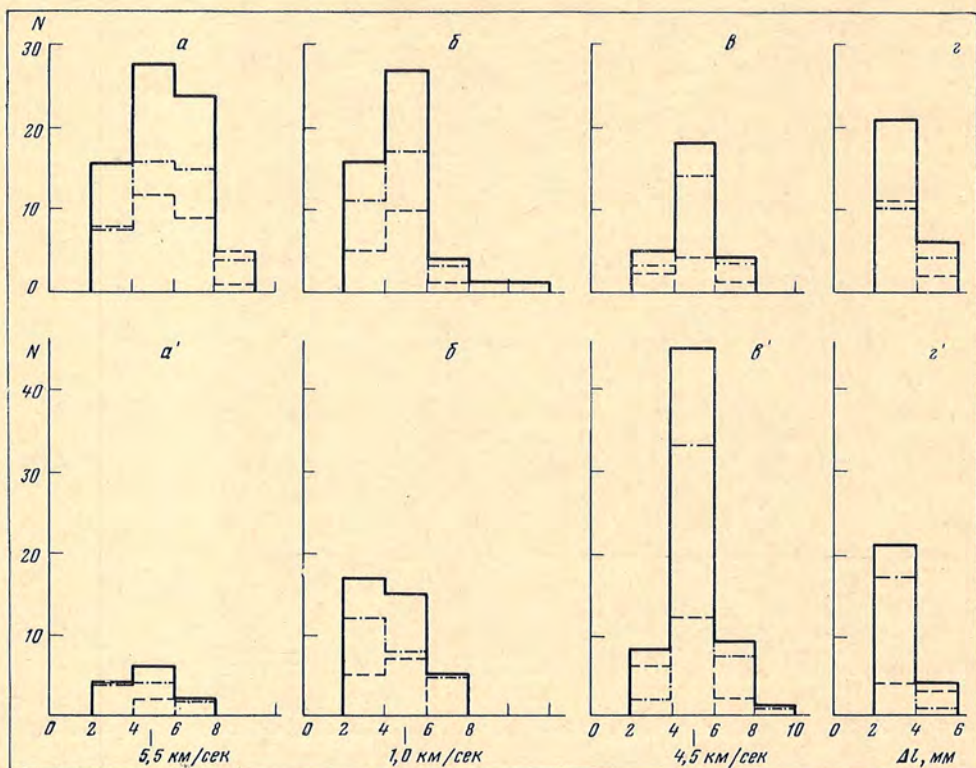
На фиг. 2 показаны зарисованные таким способом сдвиги деталей в полутени пятна, снятого 19.VII 1966 г. Прежде всего следует обратить



Фиг. 3. Зарисовка грануляции по двум независимым кадрам, снятым через 0^m5
Штриховые контуры соответствуют снимку, сделанному раньше

внимание на фиг. 2, г, на которой приведено сравнение двух кадров, снятых всего через 0^m8 . Стрелки здесь расположены хаотично и, за очень редким исключением, не достигают по длине $1''$. Величина около $1''$ и представляет ту возможную ошибку сдвига, которая вызывается атмосферными условиями. Это подтверждается также анализом ряда близких по времени снимков грануляции, сделанных 8. VII 1968 г. На фиг. 3 показаны зарисовки грануляции, сделанные независимо по двум кадрам, снятым через 0^m5 , а затем совмещенные в один рисунок. Все достаточно контрастные гранулы на обоих рисунках совпадают, только иногда расхождение составляет около $1''$.

На фиг. 2, а, б и в величина смещения деталей заметно бóльшая, чем на фиг. 2, г, направление большинства стрелок близко к радиальному, т. е. большинство отмеченных перемещений произошло вдоль волокон полутени. Однако два существенных обстоятельства указывают на весьма странный характер этих движений: 1) увеличение промежутка времени между сравниваемыми кадрами от 2^m3 до 12^m7 не привело к росту величины смещения деталей; 2) большинство стрелок, указывающих направление движения, меняет свое направление при переходе от одного интервала времени к соседнему. Гистограммы распределения числа элементов полутени в зависимости от величины сдвига приведены для каждого из интервалов времени на фиг. 4. Как видно из графиков, уже для $\Delta t = 2^m3$ максимальное число деталей имеет сдвиги Δl от 4 до 6 мм и значительное число деталей — свыше 6 мм ($10 \text{ мм} = 2'',1$). При увеличении Δt среднее значение Δl не растет. Таким образом, если при $\Delta t = 2^m3$ величина сдвига $\Delta l = 5 \text{ мм}$ соответствует скорости $5,5 \text{ км/сек}$, то при $\Delta t = 12^m7$ тот же сдвиг на 5 мм соответствует скорости всего лишь $1,0 \text{ км/сек}$. Изменение направления движения многих деталей полутени от одного интервала времени к другому приводит к тому, что число деталей, движущихся внутрь и наружу пятна, существенно изменяется со временем. Аналогич-



Фиг. 4. Распределение числа элементов полутени в зависимости от величины сдвига
 $a, б, в, г$ — движение направлено внутрь пятна; $a', б', в', г'$ — движение из пятна. Штриховые линии — светлые детали, штрих-пунктирные — темные детали, сплошные — сумма светлых и темных деталей

ные результаты получены также при измерении сдвигов деталей (для шести интервалов времени) в пятне № 307 8.VIII 1968 г., которое представляет собой очень тесную группу с ядрами разной полярности в одной полутени.

Можно объяснить полученные результаты, если предположить, что в каждой детали полутени нет продолжительного движения газа в одном направлении с более или менее постоянной скоростью. Движение данной детали полутени происходит в течение только 1—2 мин. со скоростью 5—8 км/сек, затем деталь некоторое время (несколько минут) практически не движется, в дальнейшем она снова может двигаться в прямом, а чаще в обратном направлении.

Вывод об отсутствии в волокнах и других деталях полутени продолжительных движений со скоростями 3—5 км/сек вполне надежен, несмотря на наличие ошибок, вызванных атмосферными дрожаниями. Этот вывод основан на отсутствии больших сдвигов деталей при сравнении кадров, снятых через 10—15 мин. С другой стороны, поскольку сдвиги деталей оказались малыми (они превосходят только в 1,5—2 раза сдвиги, связанные с атмосферными колебаниями), то определение интервалов времени, в течение которого деталь движется, а отсюда и определение скорости движения деталей может быть отягощено большой ошибкой.

Чтобы получить подтверждение полученным результатам, мы попытались воспользоваться замечательными снимками пятен, полученными с телескопом на баллонах и опубликованными Даниельсоном в [9]. Эти снимки имеют то ценное свойство, что расположение деталей в них не искажено атмосферой Земли. Со снимков фиг. 8—12 и 15—21 [9] были сде-

ланы диапозитивы, и затем различные пары снимков сравнивались на двойном спектропроекторе, при этом рассматривались смещения только светлых деталей полутени. Для пятна № 14357 измерения сделаны для четырех интервалов времени: $\Delta t_1 = 6^m85$ (снимки 8—9), $\Delta t_2 = 15^m57$ (снимки 9—10), $\Delta t_3 = 4^m88$ (снимки 10—11) и $\Delta t_4 = 12^m10$ (снимки 11—12). На фиг. 5 показаны сдвиги светлых деталей для третьего интервала времени, точками отмечены те детали, которые не показывают никаких сдвигов. Как видно из рисунка, довольно большое число деталей в течение этого промежутка времени не изменило положения. Максимальные же сдвиги едва достигают $1''$. На фиг. 6 показаны смещения светлых деталей в этом пятне для всех четырех интервалов времени. Здесь отчетливо видно, что многие детали полутени меняют за время около 10 мин. направление движения. Так, сравнение первого и второго интервалов времени показывает, что 24 детали сменили направление движения на обратное, и только 12 деталей двигались в том же направлении. Подобную картину показывает сравнение третьего и четвертого интервалов.

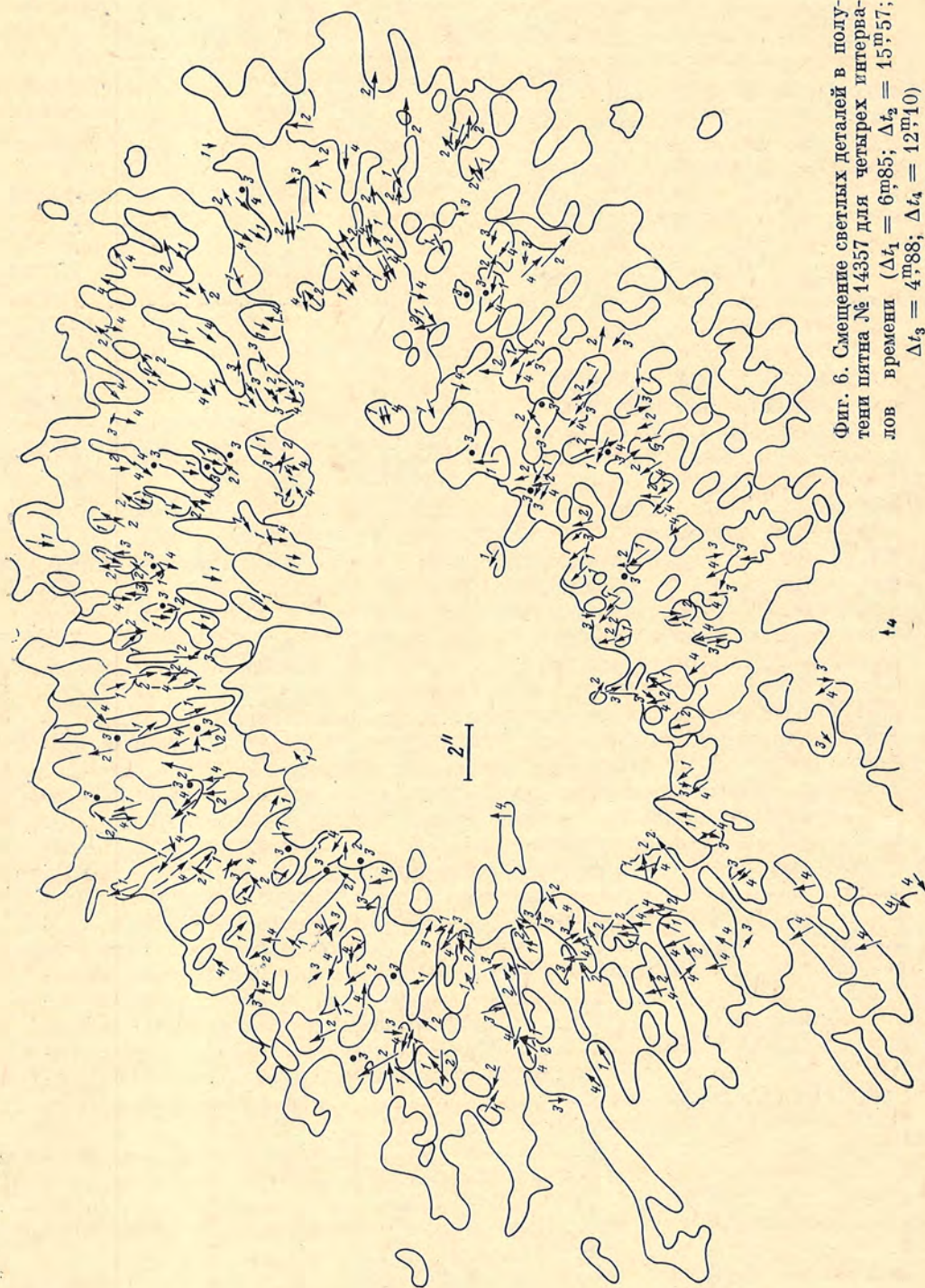


Фиг. 5. Смещение светлых деталей в полутени пятна № 14357 (снимки 10—11 [9], $\Delta t = 4^m88$)

Распределение числа светлых элементов в зависимости от средней скорости их движения за каждый из рассмотренных интервалов времени приведено на фиг. 7. Средняя скорость движения вычислена путем деления величины сдвига на интервал времени между кадрами. Полученные скорости также оказались зависящими от интервала времени между кадрами.

Измерения сдвигов светлых волокон сделаны также для большого пятна № 14404, при этом взяты следующие интервалы времени: $\Delta t_1 = 0^m97$ (снимки 15—16), $\Delta t_2 = 6^m07$ (снимки 15—17), $\Delta t_3 = 10^m45$ (снимки 15—18), $\Delta t_4 = 6^m26$ (снимки 17—19) и $\Delta t_5 = 3^m08$ (снимки 20—21). На фиг. 8 показано смещение светлых деталей в части полутени этого пятна для первых двух интервалов времени. Движения, как и в малых пятнах, происходят в радиальных направлениях. Во многих случаях видно, что светлое или темное волокно как бы вытягивается, распространяясь на участок, который ранее не был им занят. В других же случаях, часто наблюдающихся при рассмотрении светлых волокон, более яркое место (узел) перемещается вдоль уже существующего волокна. Общий размер волокна при этом остается практически неизменным.

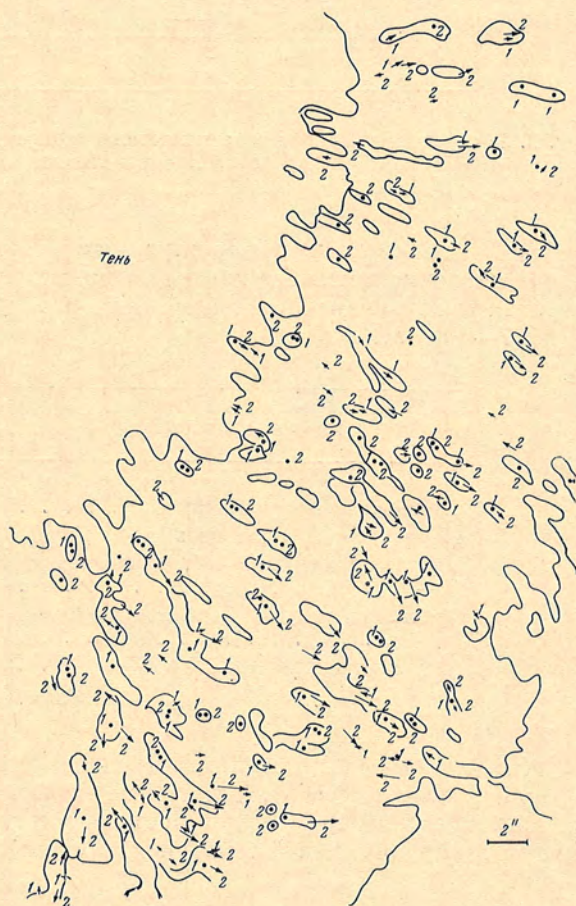
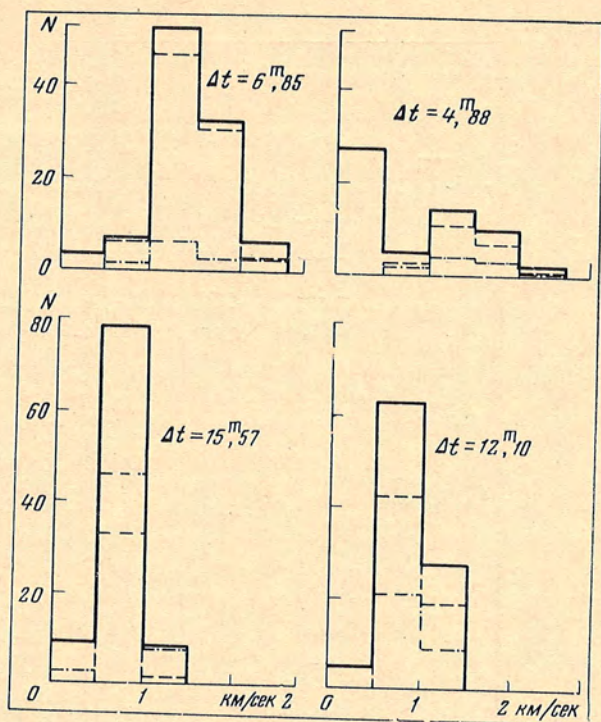
На фиг. 9 показано распределение числа светлых деталей полутени большого пятна в зависимости от измеренной величины сдвига для всех пяти интервалов времени. Наименьшие сдвиги, как и следовало ожидать, наблюдаются для $\Delta t_1 = 0^m97$. Однако сдвиги деталей не возрастают пропорционально увеличению интервала времени. Распределение числа светлых деталей полутени этого пятна по средним скоростям дано на фиг. 10. Снова совершенно четко выявляется та закономерность, что чем короче интервал времени выбран для сравнения снимков, тем более высокие скорости деталей можно обнаружить вплоть до скоростей около 10 км/сек. При расширении интервала времени большее число деталей обнаруживает движения, но усредненные скорости получаются меньшими.



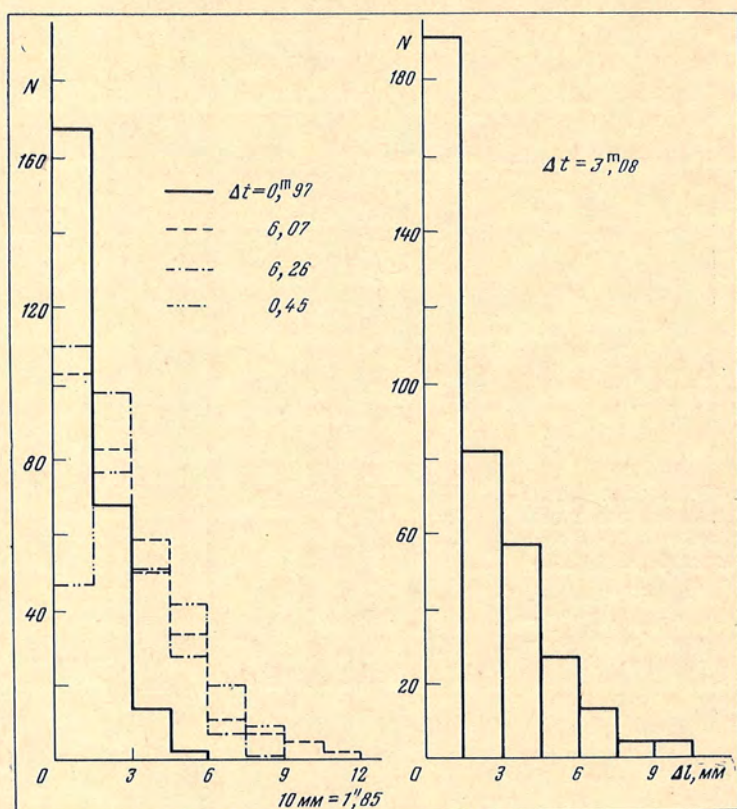
Фиг. 6. Смещение светлых деталей в полу-
 тени пятна № 14357 для четырех интерва-
 лов времени ($\Delta t_1 = 6^m 85$; $\Delta t_2 = 15^m 57$;
 $\Delta t_3 = 4^m 88$; $\Delta t_4 = 12^m 10$)

Фиг. 7. Распределение числа светлых элементов в зависимости от их средней скорости движения (пятно № 14357)

Штриховые линии — движение
внутри пятна, штрих-пунктирные —
движение из пятна, сплошные —
общее число деталей



Фиг. 8. Смещение светлых деталей в части полутени пятна № 14404 [$\Delta t_1 = 0^m,97$; $\Delta t_2 = 6^m,07$]



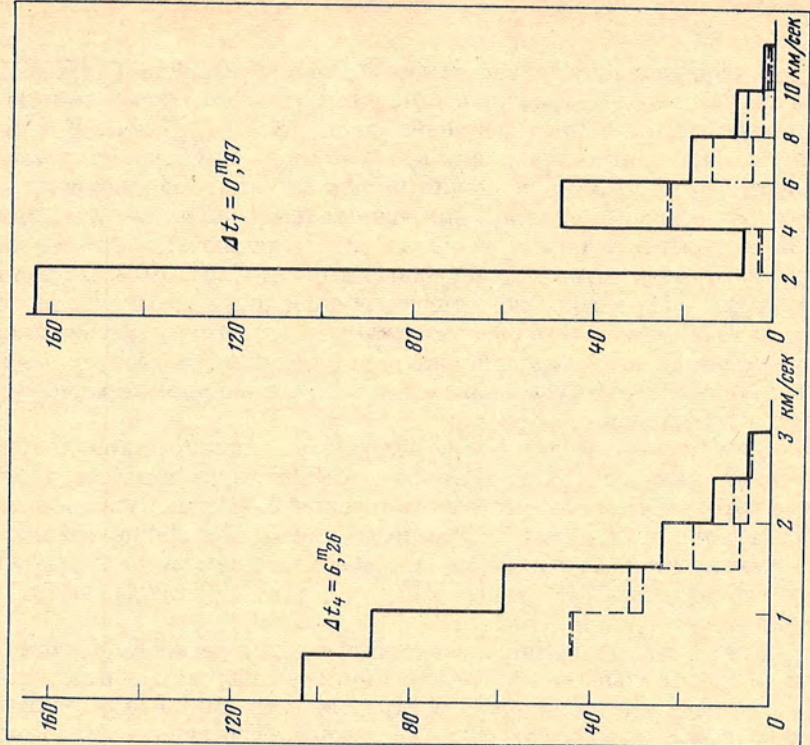
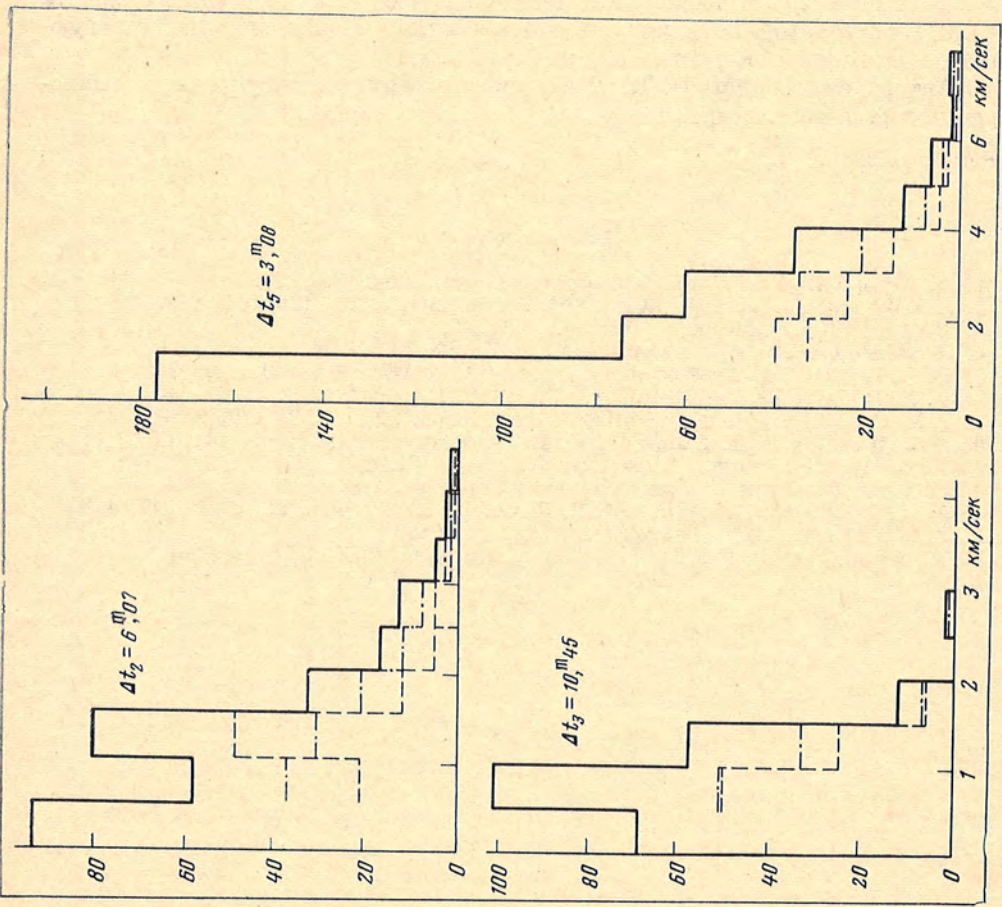
Фиг. 9. Распределение числа светлых деталей полутени пятна № 14404 в зависимости от величины смещения

Для большого пятна обнаруживается та же картина изменения направления движения деталей, что и для малых пятен. В таблице приведены результаты сравнения положения векторов, полученных по снимкам 15—17 и 17—19 [9].

Характер движения детали	Число деталей	Доля, %
Направление не изменилось	33	24
Направление изменилось на обратное	28	20
Неподвижная на 15—17, двигалась на 17—19	28	20
Двигалась на 15—17, неподвижная на 17—19	32	23
Неподвижная на 15—17 и 17—19 . . .	18	13

За время около 12 мин. пятая часть векторов изменила направление на обратное, только четверть деталей показывала движение в прежнем направлении. За этот промежуток времени многие из деталей могли останавливаться или даже какой-то период времени двигаться в обратном направлении.

Фиг. 10. Распределение числа светлых элементов полутипы пятна № 14404 по средним скоростям
 Обозначения те же, что на фиг. 7



В заключение следует отметить, что измерение баллонных снимков пятен подтвердило выводы о том, что детали полутени пятен не имеют постоянно направленных движений со скоростью ≥ 2 км/сек, а перемещаются в радиальном направлении вдоль тонкой структуры полутени в течение короткого интервала времени (порядка 1 мин.) со скоростью около 4—8 км/сек. За время около 10 мин. направление движения в данном месте волокна может поменяться на обратное. Не исключено, что подобные движения в какой-то мере подтверждают выводы С. И. Сыроватского и Ю. Д. Жугжды [11] о возможности возникновения колебательной конвекции в пятнах. Однако здесь следует отметить, что в ряде случаев наблюдаются движения одного направления для большинства деталей (~70%) полутени пятна. Это трудно согласовать со случайным характером движений при колебательной конвекции.

Отсутствие регулярности, быстрое изменение направления движений деталей полутени весьма хорошо согласуются с наблюдениями Бумбы [1], который отметил быстрые (в течение 2—3 мин.) изменения структуры спектральных линий в полутени, а также появление «флажков» по обе стороны линии. Самые большие «флажки» с самыми быстрыми изменениями наблюдаются, согласно [1], в областях с богато развитой полутенью в больших группах пятен.

Найденные величины скоростей движения деталей полутени согласуются со спектральными определениями в тех случаях, когда в спектре измерялось не просто смещение центра тяжести линии, а учитывалась структура линии, возникшая из-за неоднородности движения. Так, по линии-спутнику Бумба [1] нашел $v > 5$ км/сек, Холмс [2] получила значение 6 км/сек по степени расширения линии, Малтби [12] обнаружил скорости 6—8 км/сек, авторы [13] нашли смещение линий в полутени, соответствующее изменениям скорости от 0 до 4,5 км/сек.

Авторы благодарны П. В. Матвееву, принимавшему участие в наблюдениях на фотогелиографе.

Декабрь 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, 253.
2. J. Holmes. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1963, 126, N 2, 155.
3. P. Maltby. Astrophys. Norveg., 1964, 8, N 8, 205.
4. E. H. Schröter. Z. Astrophys., 1965, 62, N 4, 256.
5. В. А. Крат, Н. М. Гольдберг. Изв. ГАО, 1956, 20, 17.
6. R. E. Danielson. Astrophys. J., 1961, 134, N 2, 289.
7. S. M. Chitre. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1963, 126, N 5-6, 431.
8. R. J. Bray, R. E. Loughhead. Austral. J. Phys., 1958, 11, N 2, 185.
9. R. E. Danielson. Astrophys. J., 1961, 134, N 2, 275.
10. Н. В. Стешенко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 245.
11. С. И. Сыроватский, Ю. Д. Жугжда. Астрон. ж., 1967, 44, 1180.
12. P. Maltby. Ann. Astrophys., 1960, 23, 983.
13. K. Brekke, P. Maltby. Ann. Astrophys., 1963, 26, N 4, 383.

ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ НА РАЗНЫХ УРОВНЯХ
В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ

С. И. Гонасюк, Т. Т. Цан

Изучалось поле скоростей 13 активных областей, находившихся вблизи центрального меридиана. Измерения скоростей проведены на двойном магнитографе по линиям: K_3 Ca^+ , H_α , H_β , H_γ , H_δ , $\lambda 5184$ Å Mg I, D_1 Na I, $\lambda 4227$ Å Ca I, $\lambda 6103$ Å Ca I, $\lambda 5250$ Å Fe I, $\lambda 4808$ Å Fe I.

Показано, что имеется хорошая связь между скоростями на соседних уровнях в активной области. Связь уменьшается с увеличением расстояния между уровнями и исчезает для скоростей, измеренных по H_α и $\lambda 5250$ Å. Наиболее быстрое убывание связи между скоростями наблюдается при переходе от фотосферы к хромосфере. В этой переходной зоне скорости подъема и опускания газа одинаковы и имеют минимальные значения. Вверх и вниз от переходной зоны скорость опускания газа растет с увеличением расстояния быстрее, чем подъема.

THE VELOCITY FIELD AT DIFFERENT LEVELS IN THE SOLAR ACTIVE REGIONS, by S. I. Gopasyuk, T. T. Tsap. — The velocity field in 13 active regions near the central meridian have been studied. The recordings were made in the K_3Ca^+ , H_α , H_β , H_γ , H_δ , Mg I $\lambda 5184$ Å, Na I D_1 , Ca I $\lambda 4227$ Å, Ca I $\lambda 6103$ Å, Fe I $\lambda 5250$ Å, Fe I $\lambda 4808$ Å lines with the double magnetograph.

It is shown that there is a good correlation between velocities at the neighbouring levels in the active region. The correlation decreases with the distance increasing between the levels and disappears for the velocities recorded in the H_α and $\lambda 5250$ Å lines. The fastest decrease of this correlation takes place in the transitional region between photosphere and chromosphere. In this region the velocities of ascending and descending gases are equal and have minimum value. Upwards and downwards from the transitional region the velocities of descending gas increase faster with the distance than those of ascending gas.

Поле скоростей на разных уровнях в активных областях исследовалось в ряде работ. За исключением [1], все они выполнены по материалам, полученным на магнитографе [2], позволяющем получать записи по разным линиям последовательно. Очевидно, что при сравнении таких записей между собой нельзя получить однозначного ответа, особенно при сравнении поля скоростей на разных уровнях. Это в первую очередь связано с тем, что поле скоростей изменяется со временем довольно быстро [3]. Кроме того, при разновременной записи нельзя достаточно точно совместить одни и те же места на поверхности Солнца.

Двойной магнитограф, работающий в Крымской астрофизической обсерватории с 1965 г., автоматически исключает упомянутые трудности. Он позволяет регистрировать лучевые скорости, магнитные поля и яркости одновременно по любым двум спектральным линиям [4].

Здесь мы изучаем поле скоростей на разных уровнях в активных областях на Солнце. Материалом послужили фотоэлектрические измерения в 1967—1968 гг. на двойном магнитографе лучевых скоростей (одновременно с магнитными полями и яркостью) в активных областях. Для изме-

рений были взяты спектральные линии $K_3 \text{Ca}^+$, H_α , H_β , H_γ , H_δ , $\lambda 5184 \text{ \AA}$ Mg I , $D_1 \text{Na I}$, $\lambda 4227 \text{ \AA}$ Ca I , $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I , $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I , $\lambda 4808 \text{ \AA}$ Fe I , охватывающие практически все доступные наблюдениям уровни солнечной атмосферы. Измерения велись одновременно по двум линиям из перечисленных в различных комбинациях. При наблюдениях изображение Солнца сканировалось вдоль суточной параллели при расстоянии между центрами разрезов $6''$, $7''$. Скорость сканирования равнялась $1''$, 87 в секунду. Ширина и высота входной щели спектрографа обычно составляли $0,3 \times 1 \text{ мм}$ соответственно при диаметре изображения Солнца, равном 200 мм . Щели фотометров брались разными при записях в различных линиях.

За все время наблюдений в 1967 и 1968 гг. получен очень большой материал. Для нашей цели мы взяли записи лучевых скоростей только в тех 13 активных областях, которые во время наблюдений находились вблизи центрального меридиана (не более 30° от центра). Как правило, в изучаемых нами областях были малые пятна и низкая активность. Следует заметить, что вообще в текущем цикле активность весьма низкая.

Для изучаемых областей было построено 62 карты лучевых скоростей. Данные приведены в табл. 1: в первом столбце — дата наблюдений, во втором — номер активной области, в третьем — время наблюдений (московское), в четвертом — длина волны линии, по которой велась запись лучевых скоростей. Пары линий, по которым сделаны одновременные записи, заключены в скобки. В пятом столбце даны расстояния от краев щелей до центра линии.

В шестом столбце приведена калибровка. Калибровка лучевых скоростей обычно выполнялась по записям сигнала скорости на восточном и западном краях Солнца. Величина калибровочного сигнала, записанного по некоторым из использованных линий, от записи к записи практически не изменялась. Однако величина калибровки по таким линиям, как $K_3 \text{Ca}^+$, H_α и частично H_β , изменялась значительно (в два раза и более от записи к записи). Это, с одной стороны, снижало точность измерений, а с другой стороны, исключало возможность сравнивать лучевые скорости, определяемые по разным линиям. Поэтому возникла необходимость пересмотреть заново калибровки, полученные по разным линиям, и тем самым попытаться свести их в единую систему.

Для приведения записей в единую систему в качестве реперов мы использовали калибровки, сделанные по линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I для одного фотометра и в $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I для другого. Выбор линий $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I и $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I обусловлен тем, что различия в калибровках, сделанных по записям в этих линиях восточного и западного края солнечного диска, от записи к записи и ото дня ко дню не превышали 3% . Переход от калибровки по опорной линии ($\lambda 5250 \text{ \AA}$, $\lambda 6103 \text{ \AA}$) к любой другой для каждого из фотометров осуществлялся посредством учета отношения длин волн и дисперсий. Вычисленные таким путем значения калибровок для всех линий сравнивались с непосредственно измеренными по краям Солнца. Сравнение калибровок, полученных двумя разными способами, показало, что различия между ними тем меньше, чем меньше роуландовская интенсивность данной линии. Особенно большие различия в калибровках были для линий $K_3 \text{Ca}^+$, H_α и H_β . Это связано с тем, что калибровка по сильным линиям в большой степени искажена локальными скоростями, которые особенно велики на уровне образования этих линий. Коль скоро это так, то, естественно, локальные лучевые скорости искажают и калибровку магнитных полей, на что необходимо обращать весьма серьезное внимание, главным образом при записях по линиям $K_3 \text{Ca}^+$, H_α и H_β .

Еще одним весьма важным моментом для нас является знание высот образования спектральных линий. Это дает возможность изучать изме-

Таблица 1

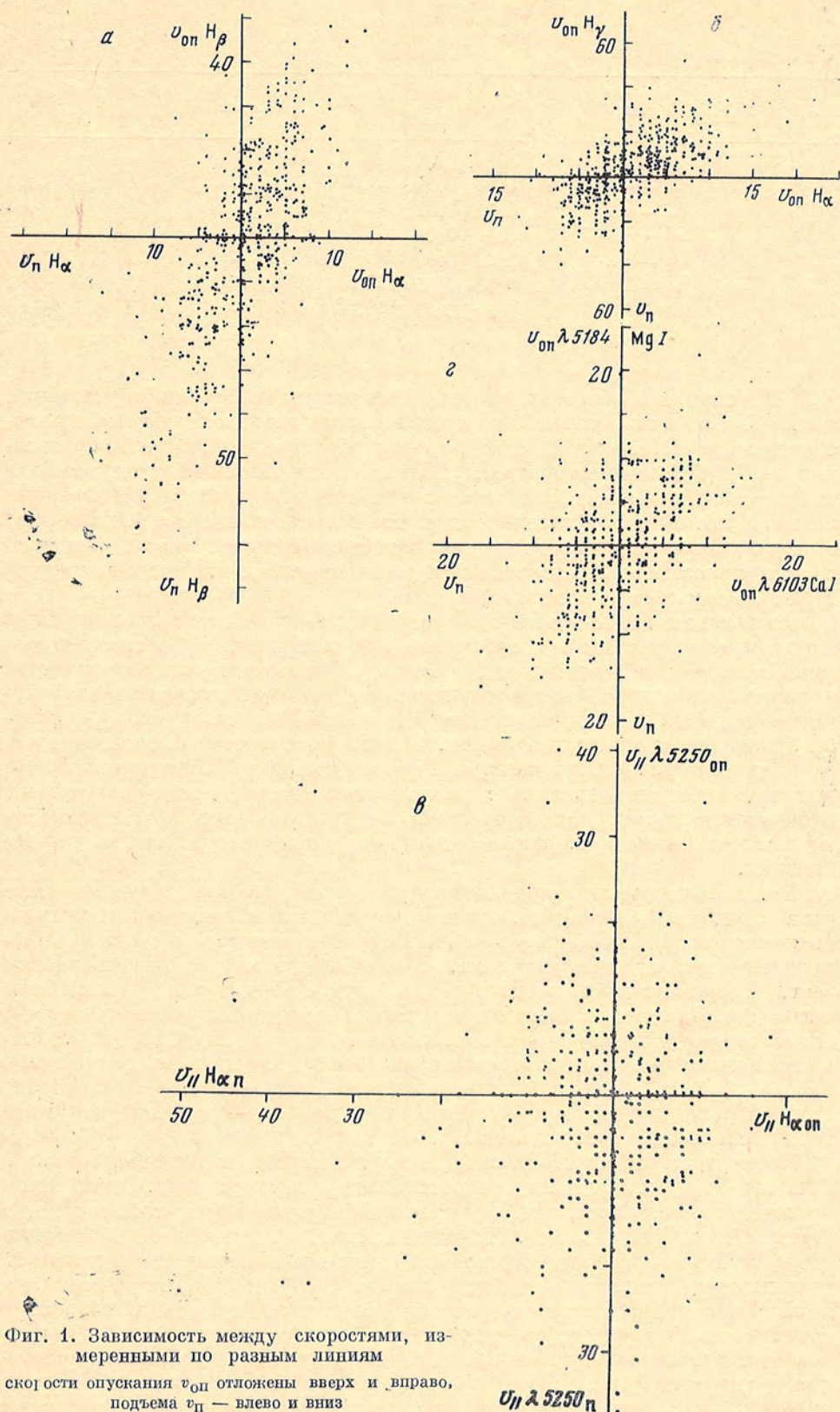
Дата	Номер групп	Время наблюдений, час мин	Линия	Ширина щелей фотометра, Å	Калибровка 1 дел., м/сек	$\bar{v}_{оп}$, м/сек	$\bar{v}_{п}$, м/сек	$\Phi_{оп}/\Phi_{п}$
13.VIII 1967 г.	439	9.30	$\lambda 4808$	0,04—0,08	21,5	228	181	1,21
	439	12.20	$\lambda 5250$	0,036—0,094	18	263	187	1,53
	439	10.50	H_x	0,25—0,5	154	956	707	1,52
15.VIII	439	10.50	K_3	0,023—0,063	26,5	1240	1120	1,86
	439	15.45	K_3	0,023—0,06	26,5	1080	814	1,84
	439	15.45	$\lambda 6103$	0,052—0,147	29	159	169	0,99
	439	17.40	H_x	0,25—0,5	154	824	633	1,52
	439	17.40	$\lambda 5250$	0,036—0,034	18	191	173	1,21
7.IX	458	12.00	H_x	0,25—0,5	154	677	408	1,85
	458	12.00	K_3	0,023—0,063	26,5	813	520	1,68
	458	15.45	H_x	0,25—0,5	154	700	474	2,04
	458	15.45	H_β	0,115—0,23	21,5	326	285	1,00
9.IX	460	11.35	H_x	0,25—0,5	154	494	565	0,77
	430	11.35	H_γ	0,06—0,19	26,6	539	473	0,97
	450	16.00	H_β	0,115—0,23	21,5	340	353	0,86
	463	12.30	H_α	0,25—0,5	154	630	553	1,73
	463	12.30	H_γ	0,03—0,19	26,6	724	524	1,48
10.IX	433	14.15	H_β	0,115—0,23	21,5	429	404	0,98
	463	14.10	H_α	0,25—0,5	154	678	530	1,15
	433	14.10	H_β	0,115—0,23	21,5	400	287	1,40
	433	15.30	H_x	0,25—0,5	154	606	626	1,06
	463	15.30	H_γ	0,06—0,19	26,6	503	547	1,14
	465	16.15	H_x	0,25—0,5	154	925	651	1,35
15.IX	465	16.15	$\lambda 5250$	0,036—0,094	18	136	118	1,21
	466	9.50	H_x	0,25—0,5	154	536	452	1,35
	466	9.50	H_γ	0,06—0,19	26,6	360	180	2,21
	466	10.50	H_x	0,25—0,5	154	503	392	1,40
	466	10.50	H_β	0,115—0,23	21,5	490	289	1,58
	466	12.15	$\lambda 5250$	0,036—0,094	18	116	119	1,06
16.IX 1967 г.	466	12.15	$\lambda 6103$	0,052—0,147	29	116	116	1,00
	466	11.25	H_x	0,25—0,5	154	743	424	1,62
	466	11.25	H_γ	0,06—0,19	26,6	333	244	1,90
	121	12.20	$\lambda 6103$	0,052—0,147	35,4	142	133	1,13
10.VI. 1968 г.	121	12.20	D_1	0,08—0,23	48	137	135	1,15
	121	13.50	H_x	0,25—0,5	187	618	409	1,78
	121	13.50	D_1	0,08—0,23	48	126	128	0,93
	151	14.20	H_β	0,118—0,236	35,5	490	353	1,49
17.VII	151	14.20	K_3	0,023—0,063	53,8	474	550	0,86
	151	15.45	H_x	0,25—0,5	187	590	472	1,25
	151	15.45	K_3	0,023—0,063	53,8	480	590	0,84
28.VII	163	10.00	H_x	0,25—0,5	187	666	584	1,35
	163	10.00	H_β	0,118—0,236	43,5	435	314	1,58
	163	12.00	H_x	0,25—0,5	187	560	628	0,75
	163	12.00	K_3	0,023—0,063	53,8	1400	1100	1,25

Таблица 1 (окончание)

Дата	Номер груп- пы	Время наблю- дений, час мин	Линия	Ширина щелей фотометра, Å	Калиб- ровка 1 дел., м/сек	$\bar{v}_{оп}$, м/сек	$\bar{v}_{п}$, м/сек	$\Phi_{оп}/\Phi_{п}$		
28.VII	163	15.10	K ₃	}	0,023—0,063	92	1650	750	2,20	
	163	15.10	H _β		0,118—0,236	35,5	380	353	1,06	
25.VIII	192	11.30	H _β	}	0,118—0,236	35,5	376	302	1,49	
	192	11.30	H _γ		0,06—0,19	53,8	272	206	1,68	
	192	15.00	H _β	}	0,118—0,236	35,5	346	341	1,12	
	192	15.00	H _δ		0,07—0,17	61,5	367	283	1,48	
	191	12.30	H _β	}	0,118—0,236	35,5	469	380	1,65	
	191	12.30	H _γ		0,06—0,19	53,8	352	275	1,72	
	191	15.50	H _β	}	0,118—0,236	35,5	497	416	1,23	
	191	15.50	H _δ		0,07—0,17	61,5	374	306	1,49	
	16.IX	217	10.06	4227	}	0,047—0,133	57,8	179	189	1,11
		217	10.06	6103		0,052—0,147	35,4	166	189	0,89
217		12.35	5184	}	0,036—0,104	36,8	191	191	1,11	
217		12.35	6103		0,052—0,147	35,4	161	155	0,98	
218		9.47	4227	}	0,047—0,133	57,8	165	162	1,07	
218		9.47	6103		0,052—0,147	35,4	155	148	1,12	
218		13.34	5184	}	0,036—0,104	36,8	208	161	1,48	
218		13.34	6103		0,052—0,147	35,4	151	144	1,20	

нение поля скоростей с высотой, в частности, в активных областях. К сожалению, в настоящее время имеются только вычисления глубин образования линий в невозмущенной атмосфере Солнца, данные для активных областей Солнца, особенно хромосферы, отсутствуют. Поэтому, чтобы найти качественно правильное расположение уровней образования линий по высоте в активной области, мы воспользовались двумя независимыми методами. В первом случае мы предполагаем, что в активной области относительное расположение высот образования спектральных линий такое же, как и в невозмущенной атмосфере. Тогда вычисления, приведенные в [4] и [5] для невозмущенной фотосферы и хромосферы, дают качественное расположение высот образования линий в активных областях. Во втором методе, основанном на корреляции между скоростями на разных уровнях, необходимо предположить, что атомы всех химических элементов на данной высоте солнечной атмосферы движутся с одной гидродинамической скоростью, лучевую составляющую которой мы измеряем. При таком предположении из наших данных по измерению лучевых скоростей на двойном магнитографе можно получить относительное расположение уровней образования линий по высоте в активной области. Как увидим ниже, оба метода дают одни и те же результаты, за исключением линии K₃Ca⁺.

Серьезные трудности возникают даже при относительном расположении уровня образования линии K₃Ca⁺ в активной области. Дело в том, что имеющиеся в литературе данные о высоте образования линии K₃Ca⁺ весьма противоречивы. Наблюдения во время затмений показывают, что свечение K₃Ca⁺ простирается выше, чем в других линиях [6]. С другой стороны, согласно [6, 7], свечение K₃Ca⁺ в активной области наблюдается на высоте порядка 3000 км и ниже. Кроме того, вычисления показывают, что в невозмущенной хромосфере высота образования линии K₃Ca⁺ порядка 4000—4500 км [5], т. е. меньше, чем для центра линий



Фиг. 1. Зависимость между скоростями, измеренными по разным линиям
 скорости опускания $v_{\text{оп}}$ отложены вверх и вправо,
 подъема $v_{\text{н}}$ — влево и вниз

Таблица 2

Дата	Линии	S, %	r	Дата	Линии	S, %	r
10.IX 1967 г.	$H_{\alpha} - \lambda 5250$	48	$0,14 \pm 0,04$	28.VII	$H_{\alpha} - H_{\beta}$	71	$0,60 \pm 0,03$
10.IX	$H_{\alpha} - H_{\beta}$	74	$0,70 \pm 0,02$	28.VII	$H_{\alpha} - K_3$	60	$0,29 \pm 0,04$
15.IX	$\lambda 5250 - \lambda 6103$	79	$0,81 \pm 0,01$	28.VII	$H_{\beta} - K_3$	63	$0,47 \pm 0,03$
16.IX	$H_{\alpha} - H_{\gamma}$	77	$0,62 \pm 0,03$	25.VIII	$H_{\beta} - H_{\delta}$	71	$0,55 \pm 0,03$
10.VI. 1968 г.	$H_{\alpha} - D_1$	51	$0,10 \pm 0,05$	16.IX	$\lambda 6103 - \lambda 5184$	67	$0,47 \pm 0,04$
10.VI	$D_1 - \lambda 6103$	67	$0,50 \pm 0,03$	16.IX	$\lambda 4227 - \lambda 6103$	74	$0,67 \pm 0,04$

H_{α} . В активных областях соотношение между высотами образования линий $K_3 Ca^+$ и H_{α} может быть таким же, как и в невозмущенной хромосфере, но, вообще говоря, не исключено и обратное, т. е. высота образования $K_3 Ca^+$ больше, чем центра H_{α} . Записи на двойном магнитографе пока что не дали надежных результатов относительно высот образования линий $K_3 Ca^+$. Это обусловлено тем, что в записях скоростей по $K_3 Ca^+$ имеется значительный элемент ненадежности. Он связан с большими перепадами яркости во флоккуле, которые приводят к изменению контура $K_3 Ca^+$, а также к разбалансу ФЭУ [8].

Данные измерений лучевых скоростей были представлены в виде карт. По картам, полученным одновременно в двух линиях, мы построили графики зависимостей между скоростями. Примеры таких зависимостей приведены на фиг. 1. По оси абсцисс откладывались со своим знаком лучевые скорости, измеренные по одной из линий, по оси ординат — скорости, измеренные по другой линии. Значения скоростей в произвольных единицах брались с карт через одинаковые интервалы, равные 6", 7. На всех зависимостях одинаковое число точек отвечает одной и той же площади на картах поля скоростей. Полученные зависимости позволяют наглядно видеть степень соответствия между скоростями на разных уровнях.

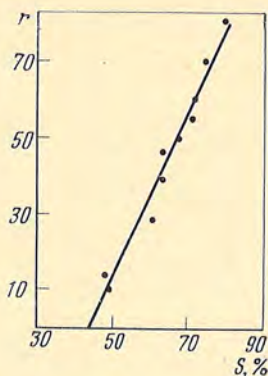
Для количественной оценки связи скоростей на разных уровнях сначала определялись площади, занятые движениями с одинаковым направлением скоростей на обоих уровнях, и отдельно площади с движениями в противоположных направлениях. С этой целью по всем зависимостям (фиг. 1) подсчитывалось число точек, соответствующих встречным движениям и отдельно движениям с одинаковым направлением скоростей. На основании данных подсчетов вычислялась доля площади по отношению ко всей активной области, занятая движениями с одинаковым знаком скоростей на обоих уровнях. Результаты вычислений даны в третьем столбце табл. 2 (в первом столбце указана дата, во втором — пара линий, по которой велись измерения скоростей).

Кроме того, по соответствующим парам карт были вычислены коэффициенты корреляции между скоростями на разных уровнях. Вычисления проведены на электронно-вычислительной машине, и результаты даны в четвертом столбце таблицы. По данным табл. 2 построена зависимость коэффициента корреляции от площади, занятой движениями с одинаковым направлением скоростей на обоих уровнях. На фиг. 2 по оси абсцисс отложена в процентах площадь, занятая движениями в активной области с одинаковым направлением скоростей на обоих уровнях, а по оси ординат — коэффициент корреляции между скоростями на тех же уровнях. Рассматривая эту фигуру, мы видим, что имеется линейная зависимость между величиной коэффициента корреляции и площадью, занятой движениями с одинаковым направлением скоростей на обоих уровнях. На фиг. 2 через

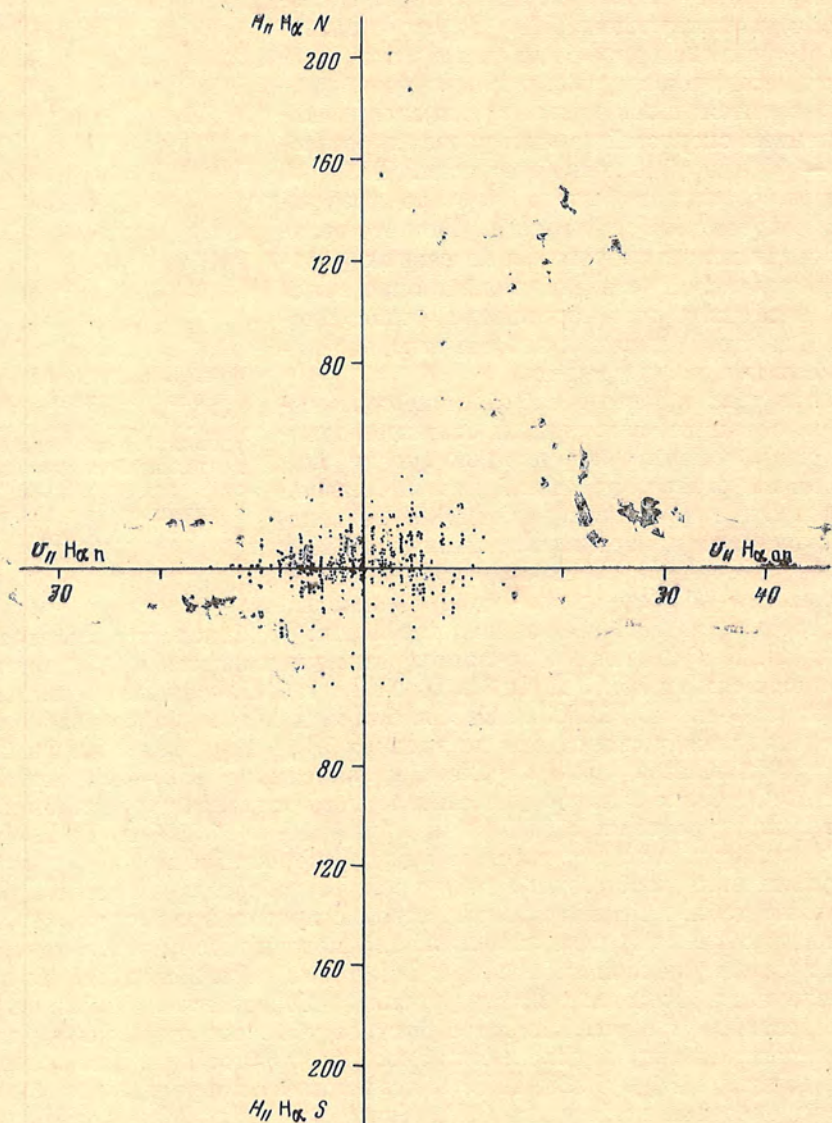
данные наблюдений проведена прямая линия. Она пересекает ось абсцисс при значении площади, соответствующей 45%. Другими словами, коэффициент корреляции между скоростями на двух уровнях равен нулю, если площадь, занятая движениями с одинаковым направлением скоростей на этих уровнях, составляет $\sim 45\%$ всей активной области. Если же площадь составляет больше 45%, то коэффициент корреляции больше нуля. Так что величину связи между скоростями на разных уровнях в одинаковой степени можно определять либо коэффициентом корреляции, либо площадью, занятой движениями одинакового направления на обоих уровнях.

Рассматривая данные табл. 2, в первую очередь мы обращаем внимание на большое различие в коэффициентах корреляции между скоростями на разных уровнях. Самый большой коэффициент корреляции, равный 0,81 относится к скоростям, измеренным по линиям $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I и $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I. Здесь и площадь, где скорости на обоих уровнях имеют одинаковый знак, составляет 79% всей активной области. Это близко к тому, что получено в [1]. Коэффициент корреляции резко уменьшается к 0,50 при переходе к записям по $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I и $D_1 \text{ Na I}$ и к 0,47, если измерения скоростей выполнены по $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I и $\lambda 5184 \text{ \AA}$ Mg I. Далее коэффициент корреляции между скоростями на уровнях H_α и H_β равен 0,70. Он непрерывно уменьшается при переходе к записям по $H_\alpha - H_\gamma$ и $H_\alpha - \lambda 5250 \text{ \AA}$. Особенно быстрое уменьшение коэффициента корреляции происходит между уровнями образования линий H_β и $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I. Уменьшение коэффициента корреляции между скоростями можно отнести за счет увеличения расстояния между уровнями образования линий. Тогда по данным табл. 2 мы находим качественно правильное расположение линий по высотам, порядок расположения которых получается такой же, как и в невозмущенной хромосфере. Так что из табл. 2 следует, что по мере увеличения расстояния между уровнями образования линий связь между скоростями убывает. Наиболее быстрое убывание связи между скоростями происходит при переходе от хромосферы к фотосфере. Для скоростей, измеренных по H_α и $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I, коэффициент корреляции необычайно низкий: он равен всего лишь 0,14. Такое малое значение коэффициента корреляции говорит о практически полном отсутствии связи между скоростями на этих уровнях, хотя участки с одинаковым направлением движений составляют 48% активной области. Эта величина площади близка к полученной в [9] по линиям H_β и $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I. В то же время наблюдается исключительно высокое соответствие между магнитными полями, измеренными по H_α и $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I [4,10]. Такой характер изменения с высотой связи между скоростями может указывать на то, что в активной области струйные течения вдоль магнитного поля, которые пронизывают всю толщину атмосферы, не являются определяющими. Подтверждением этому служит весьма низкое (равное 0,22) значение коэффициента корреляции между продольным магнитным полем и скоростью на уровне H_α . Последнее также хорошо видно из фиг. 3.

Следующим этапом было определение средних по всей активной области значений скорости подъема и опускания газа. Значения средних скоростей опускания и подъема газа приведены соответственно в седьмом и восьмом столбцах табл. 1. Среднее значение скорости каждый раз определено по



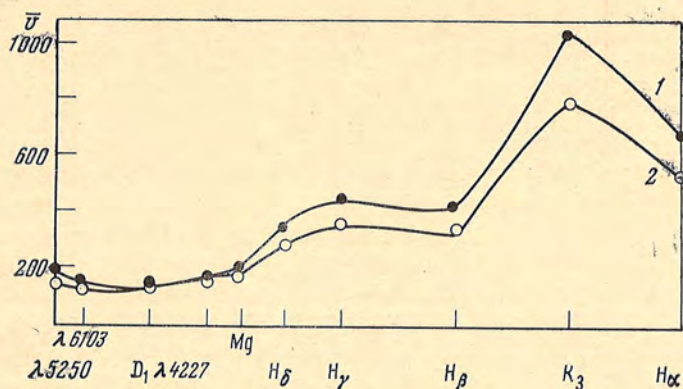
Фиг. 2. Зависимость коэффициента корреляции между скоростями на разных уровнях от площади (в процентах всей активной области), занятой движениями с одинаковым направлением скоростей на тех же уровнях



Фиг. 3. Зависимость между продольными магнитными полями $H_{||}$ и лучевыми скоростями v , измеренными одновременно по линии H_{α} в активной области 13.VIII 1967 г.

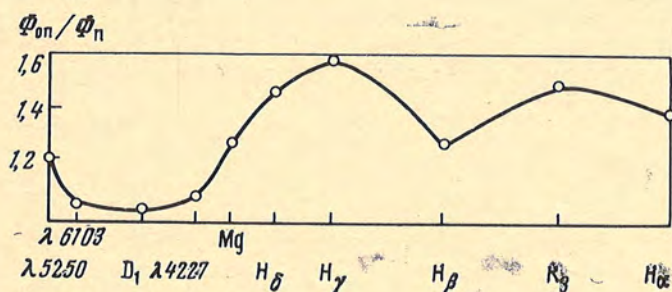
По оси абсцисс отложены [скорости (направо — опускания), по оси ординат — магнитные поля. Единицы произвольные]

большой площади, так что ему можно придавать большой вес. В тех случаях, когда для одной активной области в течение дня имелось хотя бы две записи в данной линии, наблюдаемые изменения средних значений скоростей можно считать реальными. Это находится в согласии с результатами [3]. Для большей наглядности на фиг. 4 представлены средние по всем активным областям значения скоростей подъема и опускания газа. По оси ординат отложены усредненные по всем активным областям значения скоростей, а по оси абсцисс — относительное расположение уровней образования линий. Фиг. 4 показывает, что в среднем скорость подъема и опуска-



Фиг. 4. Изменения с высотой средних скоростей опускания и подъема газа

1 — для опускания газа; 2 — для подъема газа



Фиг. 5. Изменение с высотой отношения потоков опускающегося газа к потокам поднимающегося газа

ния газа растет с высотой в хромосфере. С другой стороны, намечается слабая тенденция к росту в среднем скорости в глубь фотосферы. По-видимому, имеется зона между фотосферой и хромосферой с минимальным значением скоростей. Здесь средние значения скоростей подъема и опускания газа примерно одинаковые. В обе стороны от нее с увеличением расстояния в атмосфере Солнца скорость опускания газа растет быстрее, чем подъема. Обращают на себя внимание волны на кривых изменения средних скоростей. Если расположение линий правильное, то этот ход скоростей противоречит предположению о струйных течениях.

По картам поля скоростей также были вычислены потоки опускания и подъема газа на разных высотах в активной области. Отношение потока опускания к потоку подъема газа дано в последнем столбце табл. 1. Усредненные по всем областям значения отношения потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа приведены на фиг. 5. Из этой фигуры мы видим, что отношение потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа в среднем растет с высотой. За исключением зоны между фотосферой и хромосферой, потоки опускающегося газа больше потоков поднимающегося газа. В этой зоне потоки примерно одинаковы. Сравнивая фиг. 4 и 5, мы обнаруживаем большое сходство между ними. В зоне между фотосферой и хромосферой, где скорости подъема и опускания газа одинаковы, также равны и потоки. Это свидетельствует о том, что площади, занятые подъемом и опусканием газа, равны. На других высотах, где скорость опускания больше скорости подъема газа, особенно заметен раз-

баланс потоков. Интересно отметить, что максимумы на кривых скоростей (уровень H_γ и $K_3 Ca^+$) совпадают с наибольшими значениями разбаланса потоков.

В заключение выражаем признательность академику А. Б. Северному за обсуждение работы, Н. И. Райковой за помощь в обработке материалов и Г. А. Козловой за проведение расчетов на электронно-вычислительной машине.

Октябрь 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. С. И. Г о п а с ю к. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, 40, 411.
2. Н. С. Н и к у л и н, А. Б. С е в е р н ы й, В. Е. С т е п а н о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 19, 3.
3. С. И. Г о п а с ю к, Л. Г. К а р т а ш о в а. Наст. том, стр. 59.
4. А. Б. С е в е р н ы й. Астрон. ж., 1966, 43, № 3, 465.
5. К. Д е Я г е р. Строение и динамика атмосферы Солнца. М., ИЛ, 1962.
6. Курс астрофизики и звездной астрономии, ч. 2. ОНТИ, 1936.
7. В. А. К р а т. Изв. ГАО, 1965, 24, вып. 2, 19.
8. С. И. Г о п а с ю к, А. Б. С е в е р н ы й. Солнечные данные, 1964, № 12, 43.
9. И. И. А л е к с а н д р о в и ч, В. Е. С т е п а н о в. Изв. СибИЗМИР, 1967, вып. 2 (в печати).
10. Т. Т. Ц а п. Наст. том, стр. 158.

НЕКОТОРЫЕ ВИДЫ ДВИЖЕНИЙ В ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШКАХ

М. Б. О г и р ь

По H_{α} -кинофильмам рассмотрены движения в ряде вспышек на диске и лимбе.

1. Показано, что движение ярких струй из двух узлов вспышки, которые располагаются в областях противоположной полярности, направлено *навстречу друг другу* вплоть до соединения с образованием *петли*. Петля может высветиться или вытянуться *вверх* с постепенным разделением на две *раздвигающиеся ветви*. Движение может происходить только от одного узла, обычно более сильного, к другому. Петли, возникшие при таком движении, часто не вытягиваются, а, наоборот, опускаются *вниз*. Иногда можно видеть, что в стадии угасания петли в ней происходит стекание материи вниз вдоль обеих ветвей.

Высказывается предположение о том, что вытягивание материи из очагов вспышки вызвано развитием возвратных выбросов.

2. В случае вспышек, возникших в протуберанцах, движение часто направлено *в сторону от протуберанца*. Во всех рассмотренных случаях оно начиналось с выталкивания яркого сгустка. Одновременно может происходить и *оседание узла вспышки вниз*. Наблюдается также развитие вспышки в виде распространения свечения по всей длине протуберанца.

3. Отмечается *расширение и последующее сжатие* ярких узлов вспышек, возникших над лимбом. Наблюдается также растекание яркого узла по дуге.

4. Если оба узла вспышки возникают по обе стороны от волокна, то их вытягивание направлено не друг к другу, а, наоборот, *имеет вид взаимного удаления*.

5. Делается предположение о том, что системы петельных протуберанцев, которые возникают при сильных вспышках, имеющих вид двух ярких лент, образуются вследствие движения материи из каждой вспышечной ленты *навстречу друг другу*.

6. Отмечается строение узлов вспышек, выбросов и петель *в виде двух деталей*. Обе детали единого образования непрерывно движутся, причем скорости их движений *неодинаковы*.

7. Предлагается разделение движений, наблюдаемых во вспышках, на два вида: 1) *внутренние движения*, присущие данному вспышечному образованию в целом, и 2) *движения типа взаимодействий*.

SOME FORMS OF MOTIONS IN THE CHROMOSPHERIC FLARES, by M. B. Ogir. The motions in a number of limb and disk flares are discussed by means of H_{α} -films.

1. It is shown that the motions of the bright sprays from each flare knot, situated in the regions of opposite polarities, are directed towards each other up to their connection and formation of a loop. The loop can gradually fade or extend outward splitting into two separating branches. The motion can be directed only from one knot, which is usually stronger, towards the other one. Usually, the loops, developed in such kind of motions, don't extend outward but descend, on the contrary. Sometimes in the stage of fading the matter is seen descending on the loop legs.

The assumption is given that the matter extension from the flare knots is due to the formation of surges.

2. In the cases of the flares which originated in prominences, the motion was often directed away from a prominence. In all the cases discussed the motion started with pushing out of the bright knot. Simultaneously the descending of the flare knot can take place. The development of the flare in the form of luminosity propagation all over the prominence is also observed.

3. The expansion and following compression of the bright flare knots which originated above the limb is noted. The spreading of the bright knot in an arc is also observed.

4. If both flare knots occur on either side of the dark filament, their extension isn't directed to each other, but it has a form of mutual retiring, on the contrary. Besides that, the initial knots separate.

5. It is assumed that the systems of the loop prominences, arising during the flares, which develop in the form of two bright parallel ribbons, are due to the matter extending from a flare ribbon towards each other.

6. The structure of flare knots as well as surges and loops in the form of two details is noted. Both details of the single formation move continuously with the velocity of this motion being different.

7. The division of the flare motions into two types is suggested: a) the inner motions of flare knots and loops as a whole and b) the motions of the interacting type.

Движения во вспышках рассматривались многими авторами. Так, большое внимание этому вопросу было уделено А. Б. Северным и Е. Ф. Шапошниковой [1—3], С. И. Гопасюком [4, 5], Ю. М. Слоним [6, 7], Вальничеком [8], Швесткой [9], Мальвиллем и Мортонем [10], а также автором [11—13]. В частности, в [13] вспышки по характеру своего развития и движения относительно нейтральной линии продольной составляющей магнитного поля были разделены на два типа.

Все рассматриваемые здесь вспышки, за исключением случая возникновения вспышек в протуберанцах, относятся ко второму типу согласно классификации [13]. Эти вспышки возникают по обе стороны от нейтральной линии (факт, впервые отмеченный Г. Мортонем и А. Б. Северным [14, 15]). Затем обе детали часто соединяются друг с другом, образуя петлю, располагающуюся поперек нейтральной линии. Однако в [13] оставался невыясненным вопрос, как происходит движение, приводящее к образованию вспышечной петли. Это рассматривается в настоящей работе.

I. Наблюдения показывают, что вспышки обычно возникают в виде нескольких ярких узелков. В простейшем случае этих узелков два. По кинофильмам вспышек в линии H_{α} можно в общих чертах представить картину их движения. Наиболее отчетливо эти движения видны на лимбе. Рассмотрим некоторые типичные случаи движений в лимбовых вспышках (их зарисовки приведены на фиг. 1).

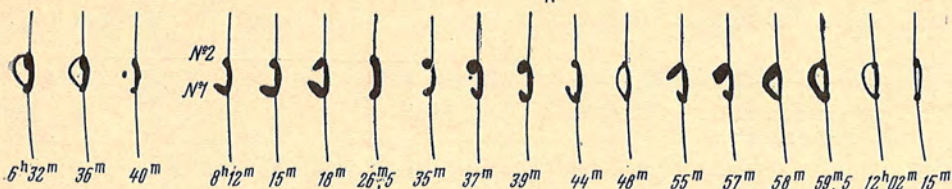
Вспышка 5. XI 1960 г. В момент 6^h32^m (время всюду мировое) два узла соединены между собой петлей, яркость которой меньше яркости оснований. Постепенно петля и основание угасли. В 8^h42^m вспышка вновь усилилась, видно вытягивание струй из каждого узла навстречу друг другу. Но вытянутые ветви не соединились, а постепенно опустились вниз, в первоначальное положение. В 8^h35^m они вновь немного вытянулись, а затем опустились. В 8^h55^m удлинившиеся вспышечные ветви соединились друг с другом, образовав не очень яркую петлю, которая постепенно угасла вместе с угасанием оснований. Здесь мы видим тенденцию вытягивания вещества из обоих оснований вспышки навстречу друг другу вплоть до соединения. На фиг. 2 приведен график изменения длины вспышечных ветвей со временем. И хотя у нас нет данных о лучевых скоростях, как и в большинстве описываемых далее случаев, все же, вероятно, можно сказать, что движение имеет колебательный характер. Обе ветви синфазно вытягиваются, причем в начале больше была развита одна ветвь, а затем усилилась другая.

8. V 1956 г. В случае этой вспышки, расположенной вблизи лимба, обе вспышечные ветви также вытягивались вверх и в направлении одна к другой. В проекции на картинную плоскость они соединились друг с другом примерно в 13^h18^m, хотя в действительности они, может быть, просто

Фиг. 1. Зарисовки вспышек на лимбе
Яркие места зачернены, более слабые — заштрихованы

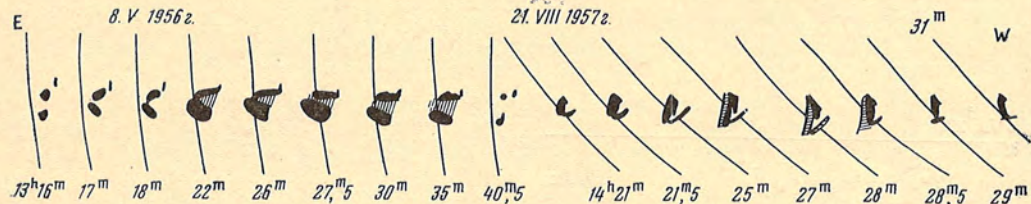
5. XI 1960z.

N



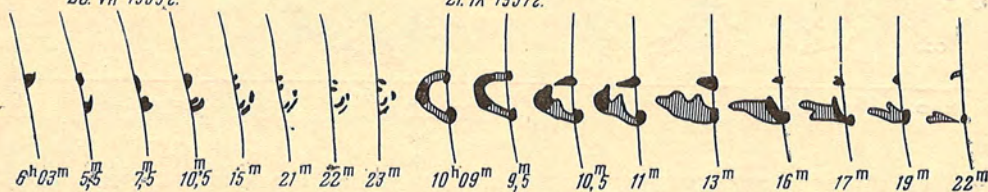
8. V 1956z.

21. VIII 1957z.



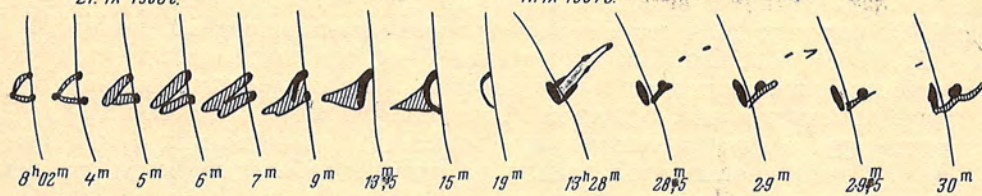
20. VII 1959z.

21. IX 1957z.

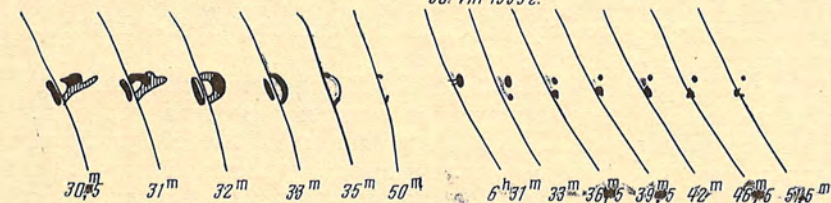


21. IX 1958z.

11. IX 1967z.

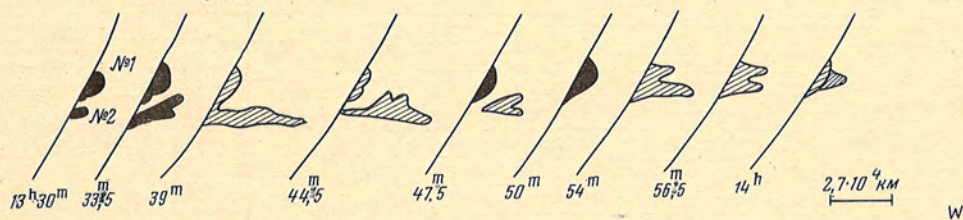


30. VIII 1959z.

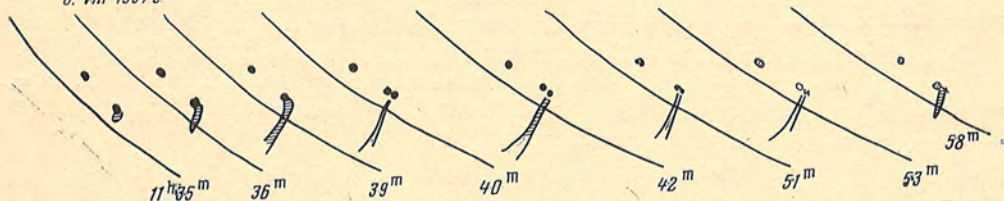


$4.6 \cdot 10^4$ RM

17. VII 1959z.



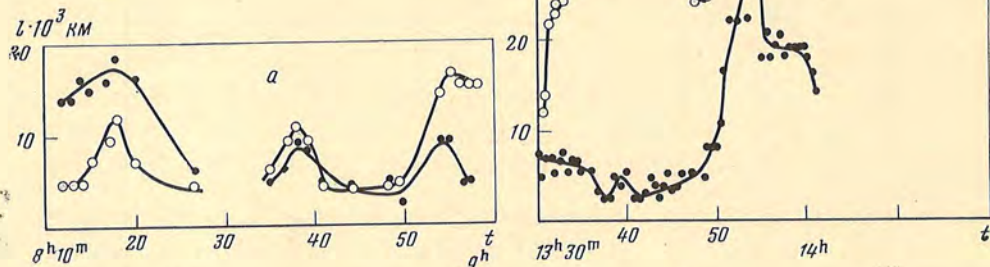
6. VIII 1957z.



S

Фиг. 2. График изменения длины ветвей вспышек

a — 5.XI 1960 г.; b — 17.VIII 1969 г. Точками отмечена длина ветви № 1, кружками — длина ветви № 2.



проектируются одна на другую, а не соединяются. Во всяком случае, уверенно можно сказать, что вытягивание ярких струй из обоих узлов направлено навстречу друг другу. Отчетливо видно расширение и последующее сжатие каждой ветви вспышки. После максимального удлинения в 13^h26^m происходило постепенное опускание их в исходное положение.

21.VIII 1957 г. С начала наблюдения (14^h21^m) вспышка имела вид двух как бы прислоненных друг к другу ветвей, одна из которых заметно шире другой и немного ярче. В данном случае можно сказать, что обе ветви соединены друг с другом, так как виден постепенный подъем их общей вершины. Одновременно происходило расщепление большей ветви на две части, одна из которых удлинялась и постепенно ослабевала, а другая оставалась яркой и двигалась к южному узлу вспышки до соединения с южной ветвью. Если в первом случае обе соединенные ветви вытягивались, ослабевая, то во втором они постепенно опускались.

20.VII 1959 г. Северный узел этой лимбовой вспышки постепенно угасал и уменьшался по размерам, а южный в это время вытягивался и изгибался в сторону северного узла. На стадии угасания в 6^h22^m оба узла практически соединились друг с другом петлей малой яркости. В случае этой вспышки отчетливо видно двойственное строение каждого ее узла и образовавшейся затем петли, особенно в период угасания.

21. IX 1957 г. В начале съемки в 10^h09^m оба узла вспышки уже были соединены не очень яркой петлей, вершина которой имела большую яркость. Яркая материя постепенно перемещалась к северному, более слабому основанию вспышки со скоростью 300 км/сек . Одновременно с этим вся петля поднималась вверх. Скорость этого подъема равна 78 км/сек . Примерно в 10^h13^m петля разделилась на две ветви. После деления они начали ослабевать и опускаться вниз примерно с той же скоростью, что и поднимались. Уже в момент деления петли наметилась еще одна движущаяся ветвь, как бы отщипавшаяся от большой южной ветви и направленная в сторону более слабого основания. В 10^h20^m на башенном солнечном телескопе Крымской обсерватории была получена спектрограмма этой вспышки. Щель пересекла яркое основание вспышки, эмиссия которого в спектре была смещена в синюю сторону. Лучевая скорость, определенная по смещению максимальной яркости в H_β (H_α оказалась передержанной), равна 57 км/сек в направлении к наблюдателю. Значит, в этот период угасания и опускания вспышки вниз была и значительная составляющая скорости в направлении к наблюдателю.

21.IX 1958 г. В начале наблюдения в 8^h02^m вспышка имела вид двух ярких оснований, соединенных неяркой петлей. Уже в момент 8^h05^m видно, что эта петля образована двумя прилегающими друг к другу ветвями. Они вытягивались вверх со скоростью 53 км/сек. В 8^h06^m обе ветви практически разъединились. Они продолжали вместе удлиняться и постепенно стали параллельными друг другу, приобретая вид широкой струи. Затем обе ветви начали одновременно опускаться вниз вдоль той же траектории. В это время образовалась новая петля средней яркости путем перетекания материи из северного центра к южному.

11.IX 1967 г. Эта вспышка, как и ряд предыдущих, является примером повторного образования петли. В начале съемки в 13^h28^m была видна уже ослабевающая петля, которая вытягивалась вверх со скоростью примерно 230 км/сек. В южной ветви петли возникло новое поярчение. На высоте $11 \cdot 10^8 \text{ км}$ движения яркой материи уже не заметно. Постепенно к 13^h29^m только в вершине поярчения остался яркий узел. Этот узел постепенно расширялся со скоростью 45 км/сек. Затем он немного сжался, после чего в 13^h32^m началось его растекание по дуге со скоростью примерно 160 км/сек. В результате таких изменений образовалось подобие арки. Весь процесс сопровождался опусканием материи в целом со скоростью около 20 км/сек. Подобное явление растекания яркого вспышечного образования вдоль дуги истекания его в хромосферу отмечалось для вспышки 4.V 1960 г. в [14].

27.VIII 1966 г. Это небольшая вспышка вблизи лимба. Интересно, что в ней сначала (в 13^h48^m) возник один узел, а примерно через 10 мин. появился другой. Оба узелка немного поднялись, а затем ослабли, не соединившись друг с другом. Зарисовка этой вспышки не приводится.

30.VIII 1957 г. Эта вспышка около лимба, как и предыдущая, сначала состояла из одного узла, а затем в 6^h33^m появился другой узел, который перемещался в направлении к лимбу и даже немного поднялся над ним. Спектрограмма, полученная на башенном солнечном телескопе для этого узла в 6^h44^m , показывает смещение эмиссии в красную сторону. Скорость, определенная по смещению максимальной яркости в H_α , равна 16 км/сек. Значит, кроме подъема вверх, здесь была еще составляющая движения в сторону от наблюдателя, т. е., возможно, узел одновременно с подъемом смещался как целое в сторону северного очага вспышки.

17.VIII 1959 г. В начале съемки оба узла вспышки имели одинаковую яркость. По мере ослабления южная ветвь сначала вытягивалась, а затем сократилась до исчезновения. Когда она уже почти исчезла, в 13^h45^m начал вновь ярчать, а затем и удлиняться северный узел вспышки. Хорошо видно неоднородное строение каждой ветви. На фиг. 2 представлена картина изменения длины каждой ветви вспышки в проекции на картинную плоскость.

6.VIII 1958 г. Вспышка возникла вблизи лимба в виде двух ярких узелков. Из южного узелка происходило вытягивание материи небольшой яркости вверх в виде раздвоенного выброса. В 11^h59^m на башенном солнечном телескопе была получена его спектрограмма. Щель пересекла две детали (вероятно, это две ветви вспышечного выброса), из которых одна обнаруживает движение в направлении к наблюдателю со скоростью (по смещению максимума яркости в H_α), равной 31 км/сек. а другая — 6 км/сек. в том же направлении. Значит, одновременно с происходившим в это время опусканием выброса вниз имело место еще и движение его обеих ветвей к наблюдателю, но с разной скоростью.

При рассмотрении небольших вспышек на диске в ряде случаев можно обнаружить движения, сходные с теми, что мы видели во вспышках на лимбе. На фиг. 3 представлены зарисовки некоторых таких вспышек. Сильные многоцентровые вспышки здесь не рассматриваются, так как в них картина движений выглядит более сложно. Ниже описаны некоторые из изученных небольших вспышек на диске.



Фиг. 3. Зарисовки вспышек над диском

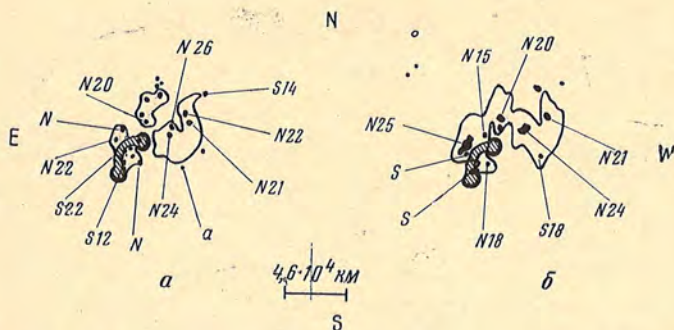
Пятна обозначены к ушками с точками в середине. Яркие места вспышек зачернены, слабые — заштрихованы

18.VII 1957 г. В начале съемки вспышка состояла из двух оснований, соединенных менее яркой петлей. Петля постепенно удлинялась и ослабевала по яркости, а в конце вспышки в 11^h24^m она разорвалась и приобрела вид двух наклоненных друг к другу ветвей, имеющих вид выброса.

3.IX 1961 г. Вспышка состояла из двух оснований, соединенных слабой перемычкой. Основания постепенно увеличились по размерам и поярчали, а перемычка вытягивалась. Затем примерно в 4^h32^m над ней стала проглядывать темная материя, изогнутая так же, как и яркая перемычка между основаниями. В конце вспышки осталась заметной только удлиненная северная ветвь этой темной петли. Развитие вспышки относительно продольной и поперечной составляющей магнитного поля было рассмотрено автором в [11]. Там было показано, что оба узла вспышки располагаются в областях противоположной полярности, а движение соединяющей их перемычки совершается вдоль поперечной составляющей поля.

24.VII 1961 г. В начале развития вспышка состояла из двух небольших ярких узелков. Около них видна темная материя, которая вскоре приобрела вид петли. В 5^h11^m петля уже разорвалась на две прислоненные друг к другу ветви. В дальнейшем эти ветви раздвинулись и вытянулись, образовав мощные темные выбросы.

23 и 24.VIII 1967 г. Вспышки произошли в одной и той же группе пятен. На фиг. 4 представлены визуальные измерения магнитных полей



Фиг. 4. Положение вспышек 23.VIII (а) и 24.VIII 1967 г. (б) в группе пятен

Ядра пятен зачернены, полутень обведена сплошной линией, вспышки заштрихованы

группы за эти дни и положение в ней вспышек. Можно видеть, что оба узла каждой вспышки располагаются в областях противоположной полярности. Они соединяются друг с другом яркой петелькой, которая постепенно исчезает при угасании вспышек.

15.VI 1968 г. В начале съемки видны два ярких основания вспышки и поднимающиеся из них абсорбционные ветви. В дальнейшем, примерно с 8^h03^m , видно, что эти ветви соединяются друг с другом, вместе вытягиваются, а затем сокращаются. Здесь, как и в ряде предыдущих случаев, видно, что яркая материя располагается у оснований вытягивающихся ветвей поглощающей материи (с одной их стороны).

В результате рассмотрения движения в ряде вспышек на лимбе и на диске можно выделить следующие характерные черты этих движений.

1. Вытягивание ярких ветвей из обоих узлов вспышки происходит навстречу друг другу (5.XI 1960 г., 8.V 1956 г., 30.IX 1957 г., 21.VIII 1957 г.). Обе вытягивающиеся струи могут сомкнуться и образовать петлю. Но они могут и не соединиться, а постепенно опуститься вниз, в исходное положение (20.VII 1956 г., 27.VIII 1956 г., 17.VIII 1959 г.). Характерно, что обе вспышечные струи ведут себя по-разному: они достигают разных высот (если не происходит их соединение), поочередно меняют свои размеры и яркость. В некоторых случаях яркая струя развивается только из одного узла вспышки (20.VII 1959 г.).

2. В случае образования вспышечной петли она может а) постепенно высветиться без заметных перемещений в целом (5.XI 1960 г., 20.VII 1959 г., 23 и 24.VIII 1967 г.) или б) вытянуться вверх, постепенно ослабевая и разделяясь на две расходящиеся ветви. Явление подъема вспышечной петли наблюдалось также Зириным [17], причем как с фильтром в линии H_{α} , так и спектрально. Он отмечал очень большую радиальную скорость в H_{α} — вершина петли двигалась вверх со скоростью 800 км/сек.

3. По мере угасания петли, соединяющей два узла вспышки, иногда возникает новая петля путем движения светлой струи от одного очага вспышки к другому (21.VIII 1957 г., 21.IX 1957 г., 21.IX 1958 г. и 11.IX 1967 г.).

4. Часто петли, возникшие путем, отмеченным в п. 3, в целом опускаются вниз в период угасания.

5. Изредка наблюдается растяжение яркого вещества вдоль дуги, возможно, происходит стекание материи из вершины вдоль обеих ветвей арки.

6. Иногда в случае образования яркого узла над лимбом заметно его постепенное расширение в целом, а затем сжатие (например, 11.IX 1967 г., это же наблюдалось во вспышке в протуберанце 19.XI 1960 г. и вспышке на лимбе 25.VII 1959 г.). Этот факт соответствует выводу А. Б. Север-

ного и Е. Ф. Шапошниковой [1] для вспышек на диске о том, что многие из них характеризуются более или менее равномерным расширением и последующим сжатием.

7. Часто при угасании вспышек на диске происходит *разрыв петли*, видимой уже в поглощении. Обе ее ветви приобретают вид возвратных выбросов. Основания этих выбросов с одной стороны окаймлены яркой материей. На примере некоторых вспышек довольно ясно видно, что темная материя, образующая подобные выбросы, не возникает из яркого узла вспышки, а располагается рядом с ним (18.VII 1957 г., 6.VIII 1957 г., 30.IX 1957 г., 3.IX 1961 г.). В тех случаях, когда хорошо видны пятна, можно довольно уверенно сказать, что поглощающая материя исходит из области тени или полутени пятен (18.VII 1957 г., 30.IX 1957 г., 24.VII 1967 г.). Это согласуется с выводом С. И. Гопасюка и М. Б. Огирь в работе [18] о том, что выбросы появляются в области тени или полутени пятен. Следовательно, можно предположить, что вытягивание материи из обоих очагов вспышки, которые, как правило, располагаются в областях противоположной полярности, обусловлено развитием выбросов, яркость которых вначале сравнима с яркостью вспышки, а затем довольно быстро падает. То обстоятельство, что в ряде случаев не наблюдается вытягивание или оно невелико, возможно, связано со слабым развитием выбросов. Однако этот вопрос, конечно, требует дальнейшего изучения для выяснения связи между выбросами и вспышками и причины наблюдаемых движений во вспышках.

Джиованелли и Мак Кейб [19], ведя патрульные наблюдения, обнаружили, что почти половине возвратных выбросов предшествуют диффузные выбросы (*puffs*), которые имеют вид диффузного расширения части вспышки. По мере исчезновения диффузного выброса на его месте возникает возвратный выброс. Описываемая в [19] картина развития выбросов очень напоминает явление постепенного подъема вспышечной петли. Эта петля сначала довольно ярка, и мы видим ее как расширение вспышки, а затем она слабеет и разделяется на две ветви, очень похожие по виду на возвратные выбросы. В одних случаях петля имеет диффузный вид (30.IX 1957 г., 24.VII 1961 г., 3.IX 1961 г.), а в других она очень четкая (18.VII 1957 г.). Часто вид выброса приобретает лишь одна, более сильная ветвь вспышечной петли (21.VIII 1957 г., 21.IX 1957 г.).

11. Иногда удается пронаблюдать появление вспышки в протуберанце. На фиг. 5 представлены четыре примера таких вспышек, по которым можно получить некоторое представление об их развитии.

12. VII 1959 г. Эта вспышка образовалась или у основания волокна, или на его склоне. Движение началось с выталкивания яркого сгустка из области вспышки, который постепенно продвинулся вдоль изогнутой траектории, образовав яркую петельку. В $5^{\text{h}}38^{\text{m}}$ произошло вторичное выталкивание яркого сгустка из очага вспышки. Уже при угасании вспышки наметилось новое движение из первоначального очага — напозание на волокно. Скорость растяжения яркой материи по дуге равна примерно 150 км/сек.

19. XI 1960 г. Вспышка образовалась в самом протуберанце в виде компактного сгустка. Длительное время он практически пребывал на одном месте, увеличиваясь в размерах, затем немного поднялся вверх и начал выталкиваться из протуберанца.

Перемещение сгустка происходило параллельно поверхности Солнца со скоростью 44 км/сек. В процессе движения сгусток расширялся со скоростью 9 км/сек. Перед моментом окончательного отрыва от протуберанца (в $10^{\text{h}}25^{\text{m}}$) он немного сжался, а затем вновь стал расширяться со скоростью 15 км/сек. Удалившись на расстояние $28 \cdot 10^4 \text{ км}$ от первоначального положения, сгусток разделился на две части. Постепенно они ослабели по яркости и начали двигаться назад, к протуберанцу.

11.V 1966 г. Вспышка располагалась на невысоком протуберанце и имела вид удлиненной раздвоенной детали. Постепенно вся яркая деталь опускалась в протуберанец со скоростью 13 км/сек. Сначала весь узел вспышки был одной яркости, а примерно с 5^h36^m его северная часть ослабела. В 5^h39^m яркость вновь распределилась равномерно по всему узлу, а в 5^h43^m в северной части его начал формироваться более яркий сгусток. Он расширялся со скоростью 11 км/сек и постепенно выталкивался в сторону от протуберанца со скоростью около 20 км/сек. В 5^h51^m сгусток достиг максимальной величины, после чего он начал сжиматься со скоростью, примерно равной скорости расширения. Из сгустка в хромосферу стекала материя в виде двух широких струй (эти струи хорошо видны на снимках с искусственной луной).

Для этих трех случаев вспышек в протуберанцах характерно *удаление их ярких струй в сторону от протуберанца*. Возможно, где-то за лимбом располагался другой очаг вспышки, но, может, его и не было. Характерно также *выталкивание расширяющегося яркого сгустка из очага вспышки*.

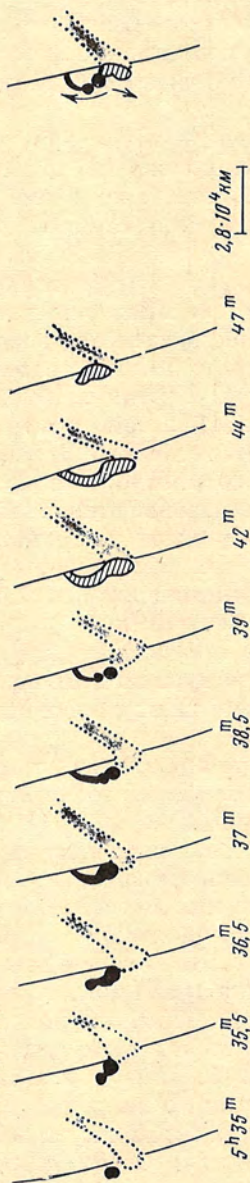
4. Вспышка 21.VII 1959 г. возникла в момент 4^h31^m довольно высоко в протуберанце в виде яркого узелка. Вскоре произошло распространение свечения *вдоль всего протуберанца*. Яркий узел постепенно расширялся со скоростью 14 км/сек. Примерно с 5^h40^m стало заметно стекание яркой материи вниз вдоль обоих краев протуберанца. По мере угасания вспышки протуберанец практически исчез. Но затем примерно через 20 мин. после окончания вспышки он вновь восстановился. Эта вспышка, свечение которой распространилось вдоль всего протуберанца, напоминает собой многие дисковые вспышки, которые развиваются вдоль волокон. Эти волокна обычно идут через всю группу пятен из области одной полярности в область другой полярности (см., например, вспышку 18.IX 1957 г. из [13]), и, возможно, связанные с ними вспышки развиваются в волокнах. Следует подчеркнуть, что во вспышках 11.V 1966 г. и 21.VII 1959 г. мы видим *постепенное опускание вниз яркого узла в целом*. Возможно, такая составляющая движения существует во всех вспышках, но она отчетливо видна лишь во вспышках, возникших довольно высоко в атмосфере Солнца.

III. Во многих вспышках на диске наблюдается движение ярких струй не навстречу друг другу, а, наоборот, в виде *удаления друг от друга*. На фиг. 6 представлено развитие трех таких вспышек: 25.VIII 1966 г., 16 и 17.XI 1967 г. Первоначально узлы этих вспышек располагались близко друг к другу. Постепенно они раздвинулись (правда, во вспышке 25.VIII 1966 г. это практически незаметно), и из них вытягивались яркие струи, удалявшиеся одна от другой. Во вспышках 25.VIII 1966 г. и 17.XI 1967 г. видно волокно, подходящее к самим очагам вспышки и даже располагающееся между ними. Во вспышке 16.XI 1967 г. волокно, правда, до конца не прослеживается. Если эти вспышки возникли на волокне, то развитие каждого узла, возможно, происходило так же, как и в случае трех описанных выше вспышек в протуберанце, т. е. в виде распространения по некоторой изогнутой траектории до впадения в хромосферу. Узлы этих трех вспышек были нанесены на зарисовку пятен с указанием их полярности. Как видно из фиг. 7, *оба узла каждой вспышки лежат в областях противоположной полярности*.

Известно, что сильные вспышки, развивающиеся в виде двух параллельных ярких лент, обычно связаны с мощными системами петельных протуберанцев, которые появляются в послемаксимальный период. Они были описаны Бруцеком [20], Ю. М. Слоним [6, 21] и Додсон [22, 23] довольно подробно. Некоторые авторы, в частности Варвик, Джеффрис и Оррал [24], Ключек [25], предполагают, что развитие петель начинается с образования плотной области с высокой температурой в вершинах петель,

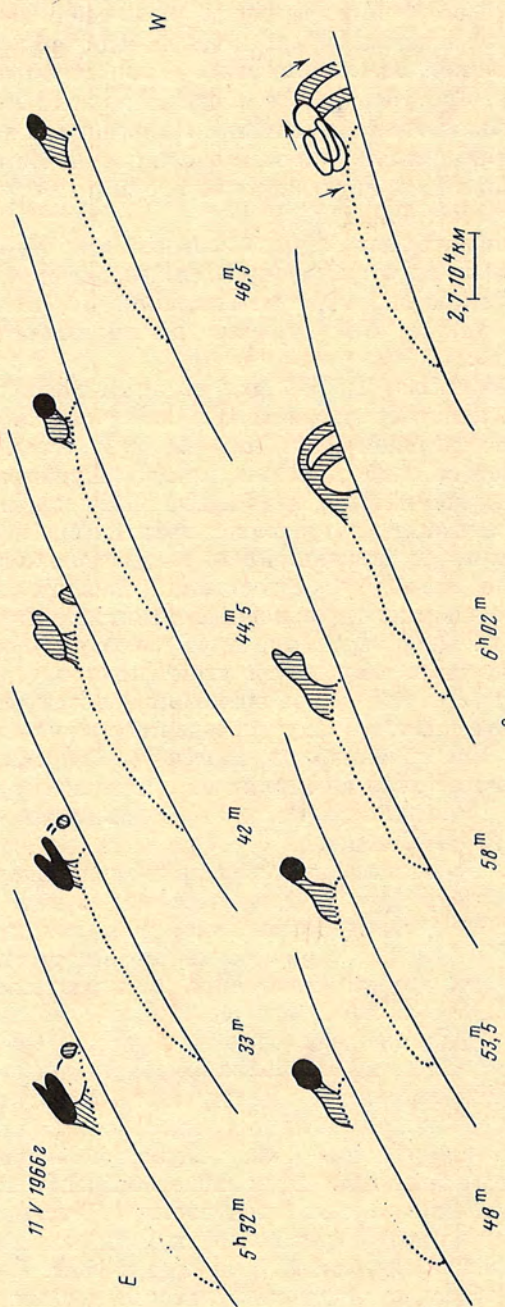
12 VII 19582

N



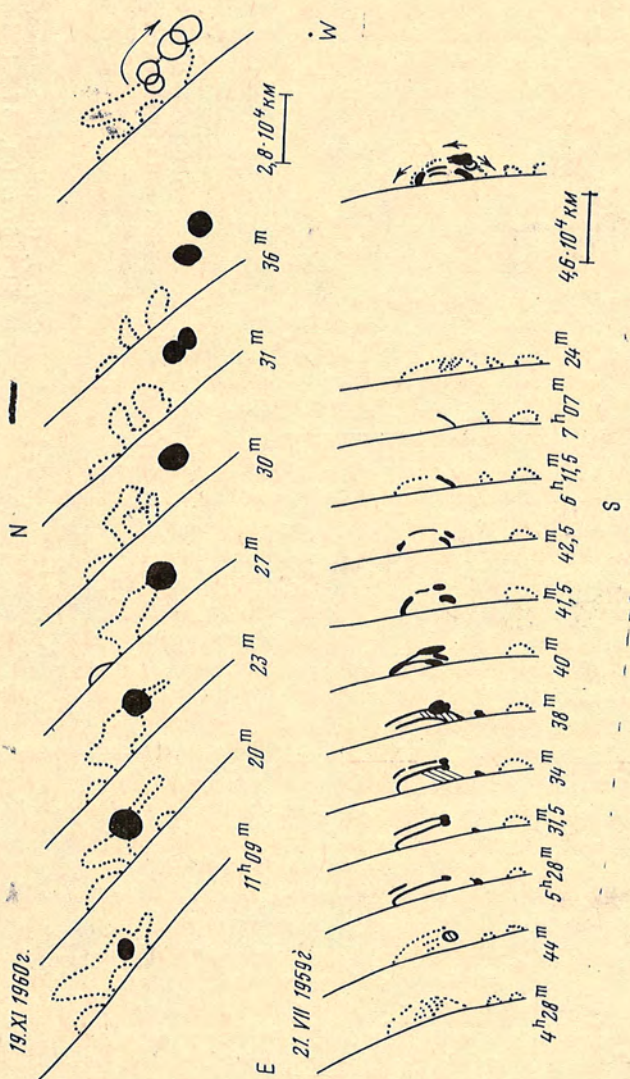
11 V 19662

E



W

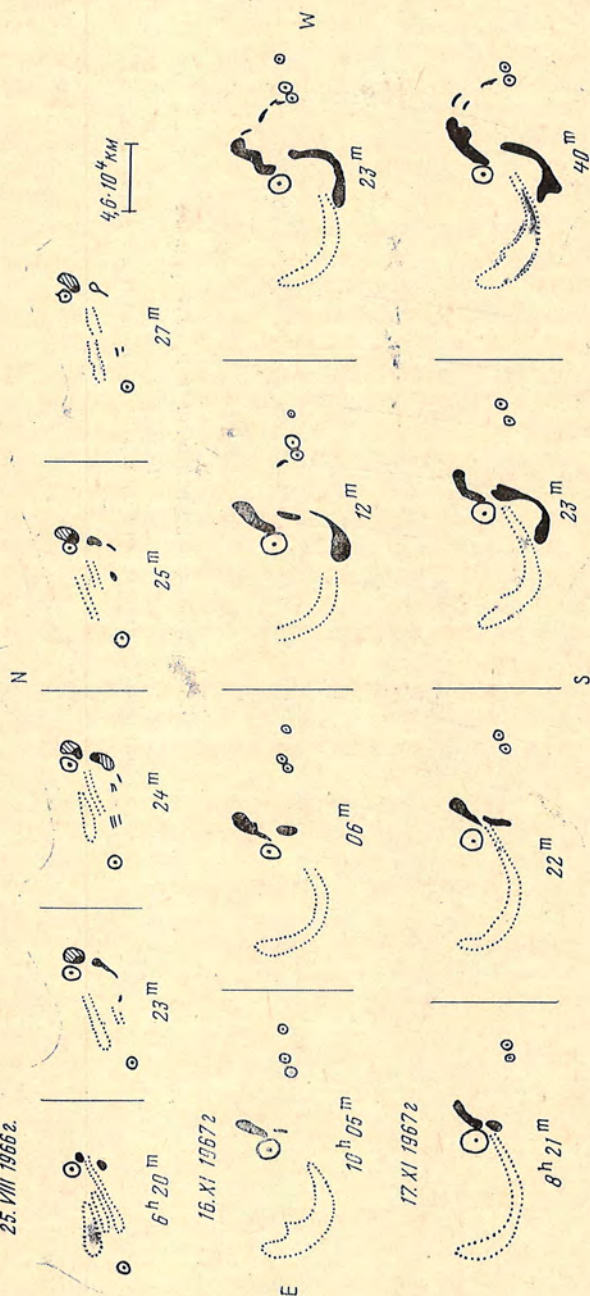
S



Фиг. 5. Зарисовки вулканов в протугуберанцах

Контур протугуберанцев обведены пунктирной линией. Яркие места вулканов зачернены, более слабые заштрихованы. Справа от зарисовки каждой вулкана в развитии приведена ее общая зарисовка

25.VIII 19662.

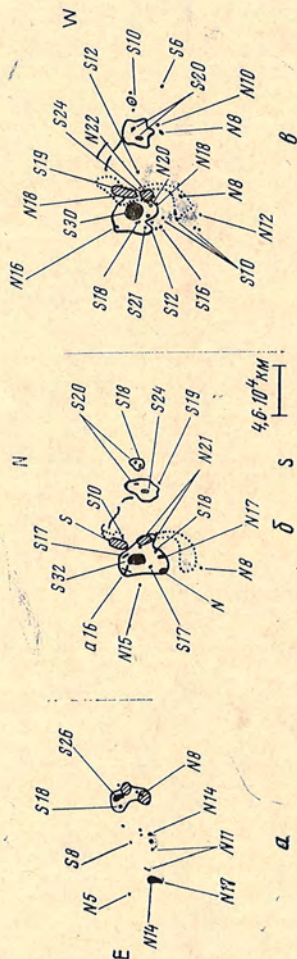


Фиг. 6. Зарисовки всплеск, возникших по обе стороны от волокна

Пятна обозначены кружками с точками в середине. Яркие места всплеск зачернены, слабые — заштрихованы, волокна обозначены пунктиром

Фиг. 7. Положение всплеск 25.VIII 1966 г. (а), 16.XI 1967 г. (б), 17.XI 1967 г. (в) в группе пятен

Ядра пятен зачернены, полутень обведена сплошной линией, яркие места всплеск заштрихованы, более слабые — обведены пунктирной линией



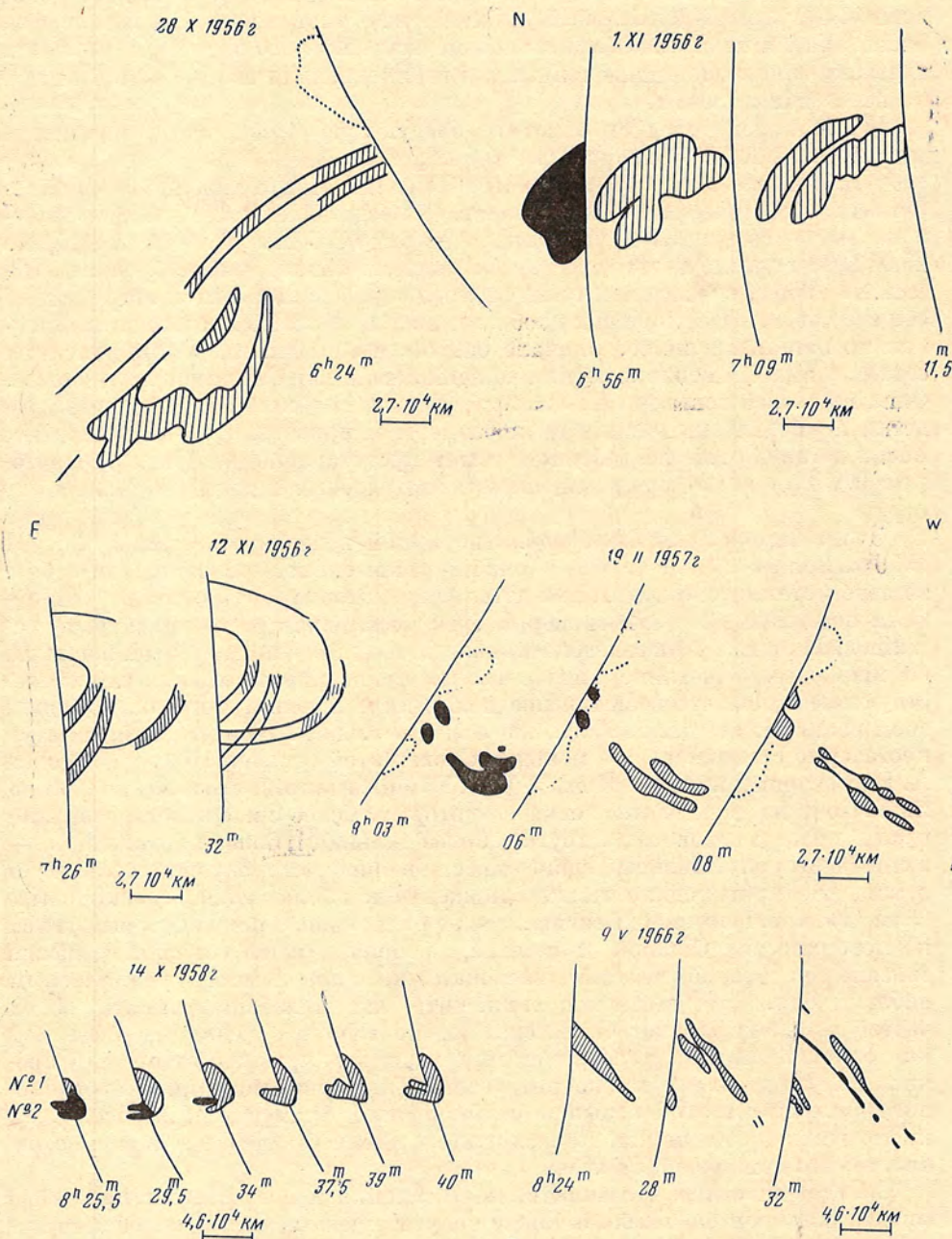
которые располагаются в корональных конденсациях над активной областью. Считается, что причиной образования этих уплотнений являются энергичные частицы, возникающие во вспышке и выносящиеся по невидимым трассам вверх. Из этих ярких уплотнений материя затем стекает вниз по силовым линиям, вследствие чего и образуются петли. Однако в результате рассмотрения движений в описанных здесь вспышках *можно предположить, что петельные системы образуются путем выноса материи из двух частей вспышки вверх и навстречу друг другу вплоть до слияния*. После этого в вершине петли может образоваться более яркое уплотнение, и затем происходит стекание материи вниз вдоль обеих ветвей петли. Образование петельных систем очень трудно заметить на фоне общего роста вспышки в предмаксимальный период, когда растущие ветви петель еще очень ярки и не отличаются от самой вспышки. Но зато при угасании вспышки отчетливо видны темные петли, внедренные своими основаниями во вспышечные ленты.

IV. Наконец, следует отметить следующую особенность, наблюдаемую во вспышках и выбросах, — *строение каждого узла вспышки, струи выброса и петли в виде двух деталей*. По спектрам это явление было обнаружено А. Б. Северным [26]. На фиг. 8 представлен ряд примеров вспышек, выбросов и петель, показывающих эту особенность. Так, в выбросе 28.X 1956 г. четко видны две параллельные ветви. Яркий выброс на лимбе 1.XI 1956 г. сначала имел вид единого образования. Затем стали видны обе его части. При хороших изображениях 12.XI 1956 г. было снято несколько петель на лимбе. Вначале они были сплошными, а при угасании остались видными только стенки каждой петли (как бы стенки цилиндров). Одна из ветвей вспышки на лимбе 14.X 1958 г. также была двойной. Ее ветви периодически меняли свои размеры и яркость. Изменение высоты обеих деталей этой вспышечной ветви представлено на фиг. 9. В выбросе 9.V 1966 г. по мере развития четко вырисовывались две параллельные струи.

Очень интересным было развитие яркой вспышки на лимбе 25.VII 1959 г. Если в начале (в 4^h56^m) она имела вид единого сплошного выступа, то затем стали ясно видны две детали, из которых она состояла. Эти детали поочередно меняли свои размеры: то сливались, то вновь разъединялись. На фиг. 10 приведена кривая изменения площади этой вспышки со временем. Отчетливо видны частые пульсации площади, свидетельствующие о том, что весь вспышечный выступ в целом непрерывно менял свои размеры: *то расширялся, то вновь сжимался*. При угасании выступ постепенно становился все меньше. Спектр этой вспышки был исследован А. Б. Северным и А. Н. Коваль [27]. Там отмечалось, что эмиссия вспышки состоит из двух частей, одна из которых, более слабая, немного сдвинута в красную сторону, а другая, более сильная и более протяженная, — в синюю сторону. Сильный сдвиг эмиссии в синюю сторону свидетельствует о том, что происходило также движение к наблюдателю со скоростью 15 км/сек , т. е. вспышка вытягивалась не радиально, а под некоторым углом к поверхности Солнца. Вероятно, вторая, более слабая эмиссия связана со второй деталью вспышки, которая немного удалялась от наблюдателя. Отсюда можно заключить, что колебания высоты обеих частей вспышки, может быть, связаны не только с реальным подъемом или опусканием, но с колебанием их в разных направлениях по лучу зрения. В [27] отмечался также интересный факт существования относительного движения в этой вспышке со скоростью примерно 45 км/сек , т. е., кроме движения в целом, происходило и более быстрое вытягивание относительно движущейся массы.

Следует отметить, что явления вытягивания и сокращения переднего фронта вспышек на лимбе, а также сопутствующих этому колебаний яркости отмечались ранее в [2, 5].

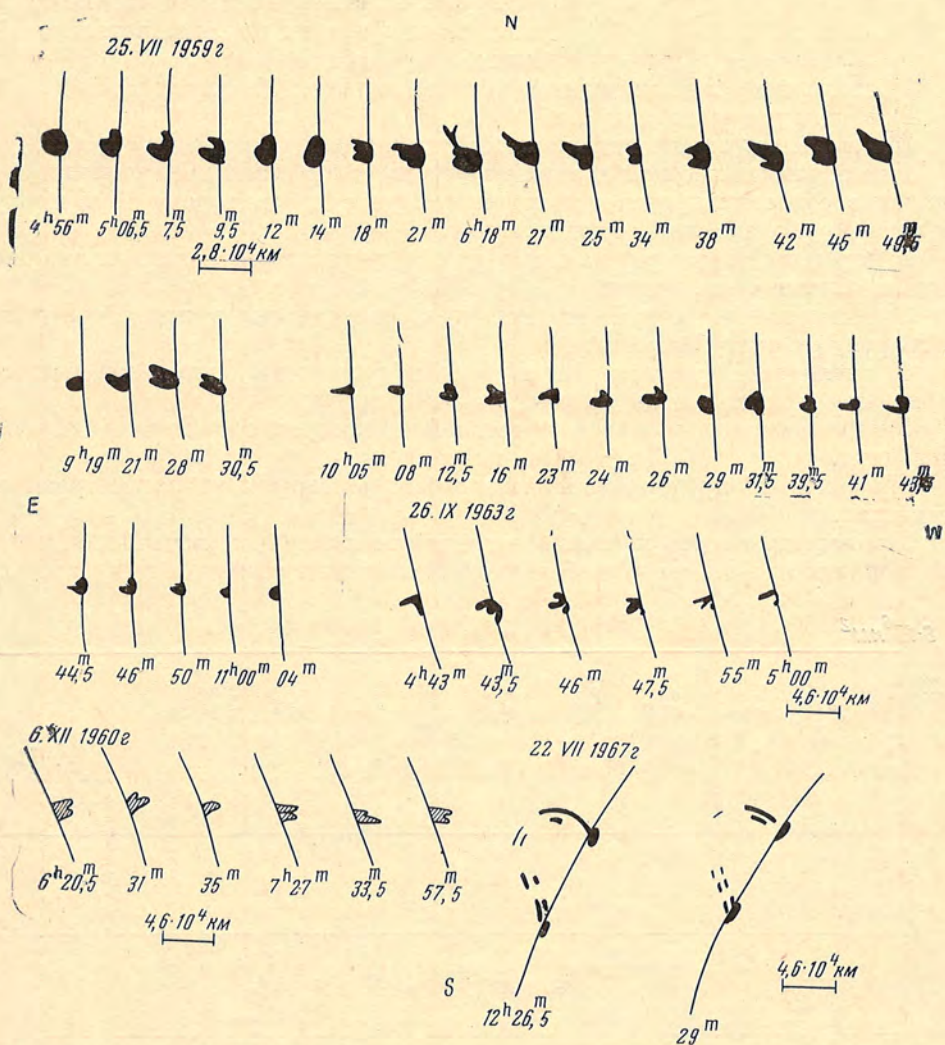
Во вспышке на лимбе 26.IX 1963 г. более развитая северная ветвь состояла из двух деталей. Они поочередно то поднимались, то опускались. В 5^h00^m была получена спектрограмма этой вспышки. Щель пересекли четыре эмиссионные детали. Эмиссия трех из них была смещена в красную сторону. Скорости, определенные по месту максимальной яркости в H_{β} (H_{α} передержана), были равны 49, 36 и 41 км/сек соответственно. Четвертая деталь обнаружила слабое смещение в синюю сторону. Скорость в ней равна 18 км/сек. Вероятно, в данном случае на щель спектрографа попали оба узла вспышки, каждый из которых двойной. Правда, на филь-



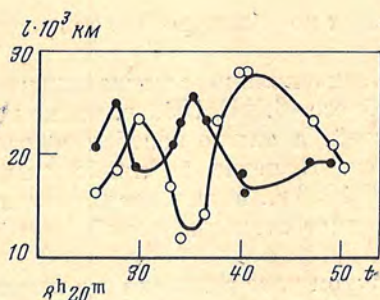
рограммах в линии N_{α} южный узел очень мал по размерам и его строения в виде двух деталей не видно.

Из приведенных данных можно видеть, насколько сложна истинная картина движений в этой вспышке. В выбросе 6.XII 1960 г. видно поочередное изменение длины обеих его частей, а также колебания всего выброса в целом в картинной плоскости. В петле на лимбе, снятой 22.VII 1967 г., как и в случае петель 12.XI 1956 г., видны две ее боковые стенки. Прослеживается также одновременное стекание яркой материи вдоль обеих стенок каждой ветви петли.

Итак, наблюдения показывают, что в каждом узле вспышки и в каждом выбросе происходят довольно сложные внутренние движения вещества. Можно видеть периодическое изменение размеров каждой из двух деталей. Одна из них может даже совсем исчезнуть на некоторое время. Детали



Фиг. 8. Зарисовки некоторых вспышек, выбросов и петель, обнаруживающих строение в виде двух деталей



Фиг. 9. Изменение длин двух деталей вспышки на лимбе 14.X 1958 г.

Точки относятся к детали № 1, кружки — к детали № 2

часто то сливаются друг с другом, то вновь разъединяются. Во многих случаях яркости их бывают неодинаковыми. Изменения длины обеих деталей происходят или со сдвигом фаз, или вообще в противофазе (фиг. 9). Скорости этих изменений также различны. Спектральные данные показывают, что лучевые скорости в обеих деталях неодинаковы.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что во вспышках имеют место следующие виды движений.

1. Движения внутренние, присущие данному образованию в целом, а именно:

1) расширение и сжатие всего яркого узла над лимбом;

2) растекание яркой материи по дуге и опускание ее вниз по обеим ветвям этой дуги;

3) движение вспыхивающих петель в целом вверх или вниз;

4) опускание всего узла вспышки вниз.

2. Движения типа взаимодействий:

1) вытягивание яркой материи из двух узлов вспышки, располагающихся в областях противоположной полярности, навстречу друг другу вплоть до образования яркой петли;

2) перетекание материи из одного узла в другой, в результате чего также может образоваться петля;

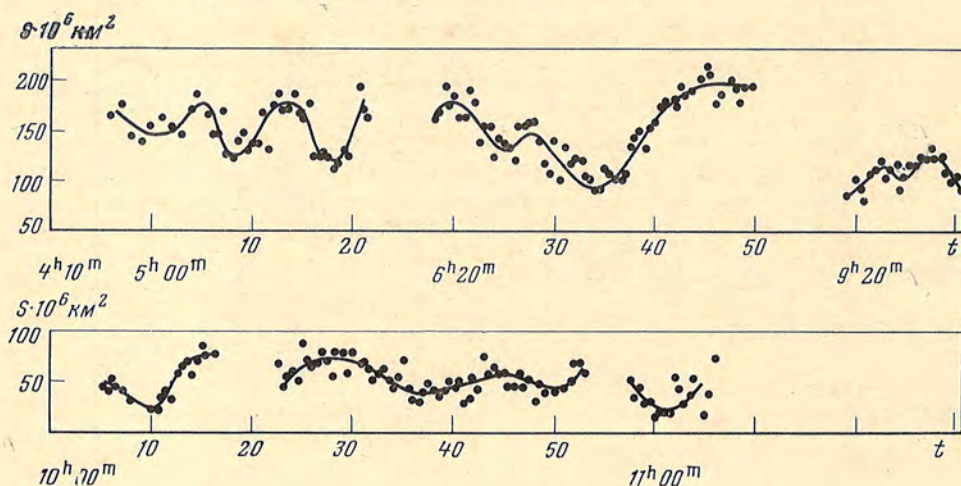
3) вытягивание струй из вспышек, возникших в протуберанцах, в сторону от протуберанцев;

4) вытягивание струй из двух узлов вспышки, возникших по обе стороны от волокна, в виде удаления друг от друга;

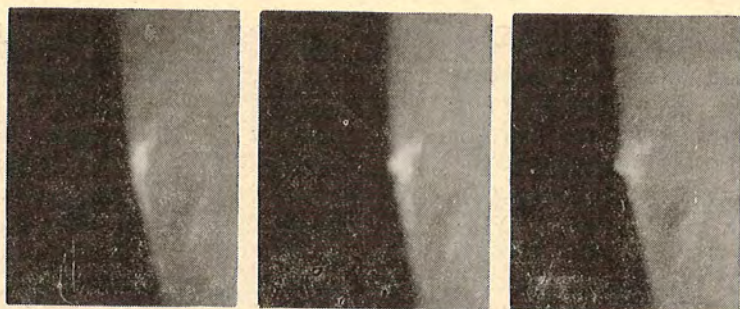
5) внутренние движения двух деталей, из которых состоит каждый узел вспышки.

На фиг. 11 представлены фотографии некоторых из рассмотренных вспышек.

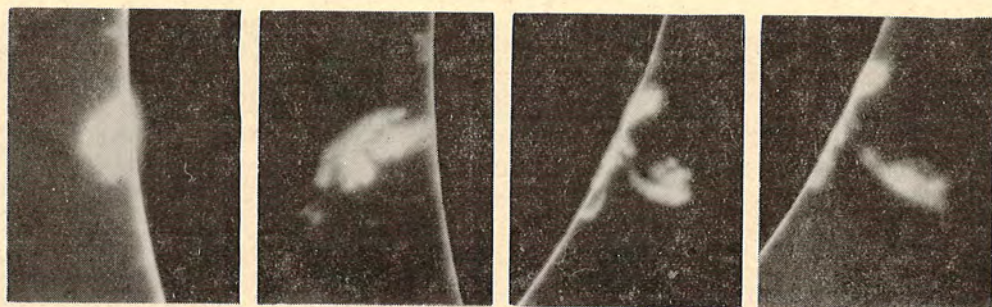
Приведенная здесь картина движений во вспышках, конечно, является неполной из-за очень небольшого количества спектральных данных.



Фиг. 10. Кривая изменения площади вспышки 25.VII 1959 г.



a



б

в



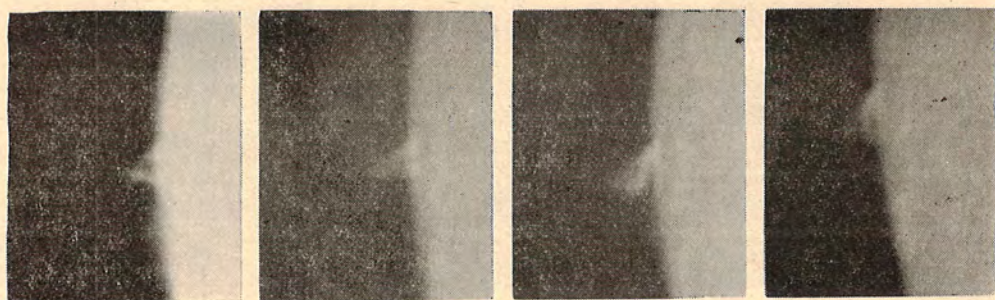
г



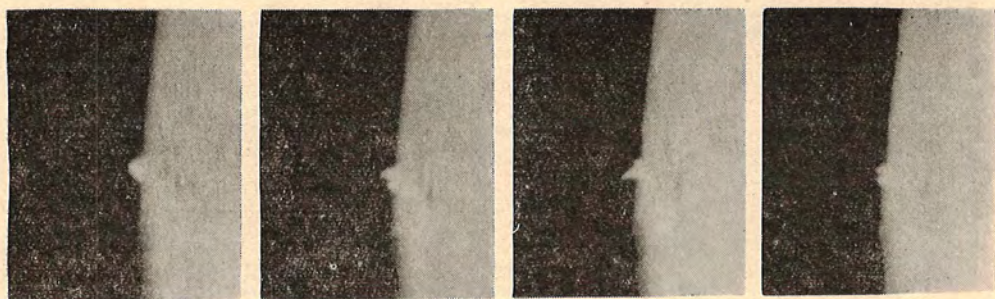
д

Фиг. 11. Фотографии некоторых из рассмотренных вспышек

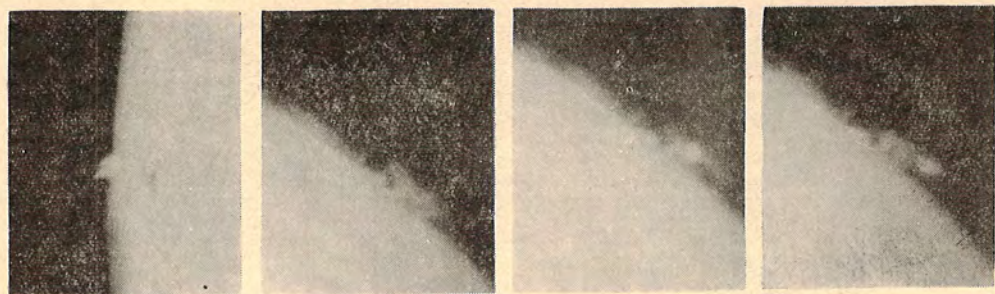
a — 8.V 1956 г. 13^h17^m , 22^m , 30^m ; *б* — 1.XI 1956 г. 6^h56^m , 11^m5 ; *в* — 19.II 1957 г. 8^h03^m , 06^m ;
г — 18.VII 1957 г. 11^h13^m , 17^m , 20^m , 24^m ; *д* — 21.IX 1957 г. 10^h09^m , 10^m5 , 13^m .



e

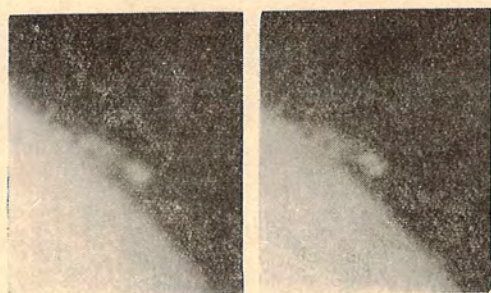


жс



жс

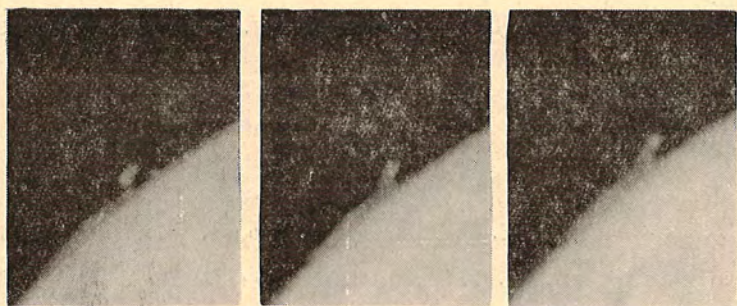
ж



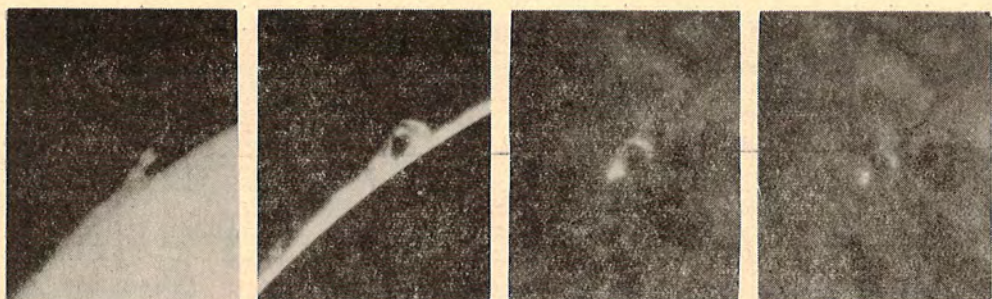
ж

Фиг. 11 (продолжение)

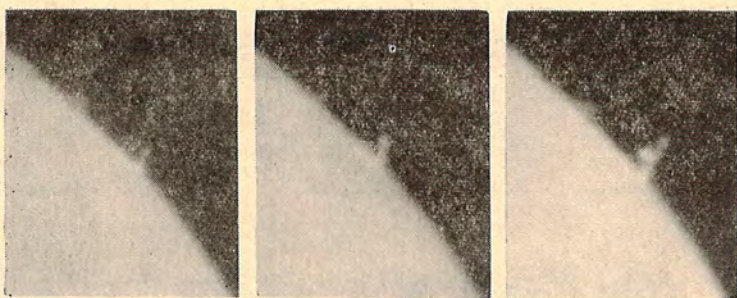
e — 21.IX, 1958 г. $8^{\text{h}02^{\text{m}},05^{\text{s}}}, 12^{\text{m}}, 15^{\text{s}}$; *жс* — 25.VII 1959 г. $4^{\text{h}37^{\text{m}},5}, 5^{\text{h}09^{\text{m}}}, 25^{\text{m}}, 37^{\text{m}}, 5}, 42^{\text{m}}$;
s — 19.XI 1960 г. $11^{\text{h}10^{\text{m}}, 18^{\text{m}}, 27^{\text{m}}, 30^{\text{m}}, 31^{\text{m}}$



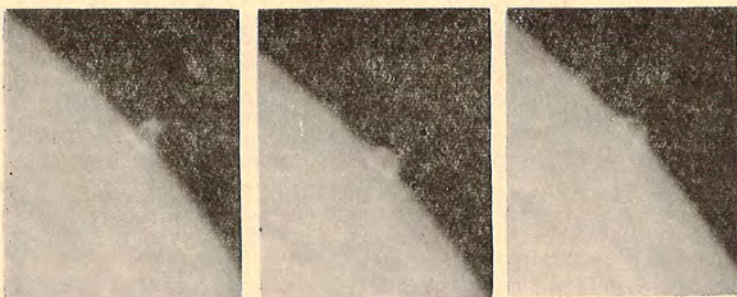
U



U



Л



Л

Фиг. 11 (окончание)

u — 11.V 1966 г. 5^h32^m, 45^m, 48^m, 58^m 6^h01^m; ж — 23.VIII 1967 г. 5^h16^m5, 30^m; л — 11.IX 1967 г. 13^h28^m, 29^m, 30^m, 31^m, 32^m, 35^m

Поэтому необходимо дальнейшее тщательное изучение этого вопроса с привлечением одновременных спектральных и кинематографических наблюдений.

Выражаю искреннюю благодарность акад. А. Б. Северному за ряд ценных замечаний, а также Н. И. Райковой и В. В. Гапееву за помощь в оформлении рисунков.

Декабрь 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1954, 12, 3.
2. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 24, 235.
3. Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 25, 122.
4. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, 100.
5. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 25, 114.
6. Ю. М. Слоним. Астрон. ж., 1962, 34, вып. 5, 798.
7. Ю. М. Слоним. Солнечные данные, 1963, № 4, 67.
8. B. Valnicek. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1961, 12, 237.
9. Z. Svestka. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1962, 13, 190.
10. J. M. Malville, G. E. Moreton. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1963, 75, N 443, 176.
11. М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 36, 69.
12. М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 37, 94.
13. М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 78.
14. M. A. Ellison, S. M. P. McKenna, J. H. Reid. Duns. Obs. Publ., 1961, 1, N 3.
15. G. E. Moreton, A. B. Severny. Astron. J., 1966, 71, 172; Solar Phys., 1968, 3, N 2, 282.
16. M.-J. Martres, R. Michard, I. Soru-Iscoici. Ann. Astrophys., 1966, 29, N 3, 249.
17. H. Zirin. AAS — NASA Symp. on the Solar Flares, 1964, 33.
18. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 185.
19. R. Giovanelli, M. McCabe. Austral. J. Phys., 1958, 11, 191.
20. A. Bruzek. Astrophys. J., 1964, 140, 746.
21. Ю. М. Слоним. Солнечные данные, 1964, № 12, 48; 1965, № 1, 51.
22. H. W. Dodson. Proc. Acad. Sci., 1961, 47, 901.
23. H. W. Dodson, E. R. Hedeman. AAS — NASA Symp. on the Solar Flares, 1964, 15.
24. J. T. Gefferies, F. Q. Orral. AAS — NASA Symp. on the Solar Flares, 1964, 71.
25. J. Kleczek. AAS — NASA Symp. on the Solar Flares, 1964, 77.
26. A. B. Severny. IX Nobel. Symp. Anacapri, June 10—12, 1968, 71.
27. А. Б. Северный, А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 3.

О РАЗВИТИИ ВСПЫШКИ НА КРАЮ ДИСКА СОЛНЦА
11 ИЮЛЯ 1966 ГОДА

А. Н. Бабин

Описывается развитие вспышки на западном краю Солнца по монохроматическим наблюдениям в свете линии H_{α} . В процессе эволюции вспышки наблюдается подъем яркого волокна у основания вспышки со скоростью ~ 10 км/сек, а затем его раздвоение.

Обнаружено «выталкивание» плазмы из вспышки в двух противоположных направлениях: на север и от фотосферы на переднем конце вспышки и в противоположную сторону из хвостовой части вспышки.

Наблюдается кратковременное поярчение в основании вспышки, а спустя примерно 45 сек. скорость переднего фронта вспышки внезапно увеличивается с 40 до 160 км/сек (ускорение до 10^6 см/сек²). Если оба явления вызваны невидимым агентом, распространявшимся вдоль вспышки, то его скорость порядка 10^3 км/сек.

Обращается внимание на необычное поведение линии K_{232} Ca II в некоторых узлах вспышки, которые видны яркими (по сравнению с невозмущенным диском Солнца у края) на водородных спектрогелиограммах и темными (или почти не видны) на кальциевых. Сделана попытка объяснить этот эффект значительно большей шириной линии H_{α} во вспышке по сравнению с K_{232} Ca II и доплеровским смещением эмиссии вспышки. Приводятся аргументы в пользу реальности сдвига эмиссии вспышки в синюю сторону (сходный вид вспышки в K_{232} Ca II и в красном крыле H_{α}).

На поздних этапах развития вспышка показывает тонкую струйчатую (волокнистую) структуру.

ON THE DEVELOPMENT OF THE SOLAR FLARE ON JULY 11, 1966, by A. N. Babyn.—A description of a large flare that appeared outside the west solar limb on July 11, 1966 is given. Observations were made with the 12 cm coronagraph in H_{α} light, as well as 2 pairs of simultaneous spectroheliograms (in Ca II K_{232} and H_{α}) were taken with the spectroheliograph.

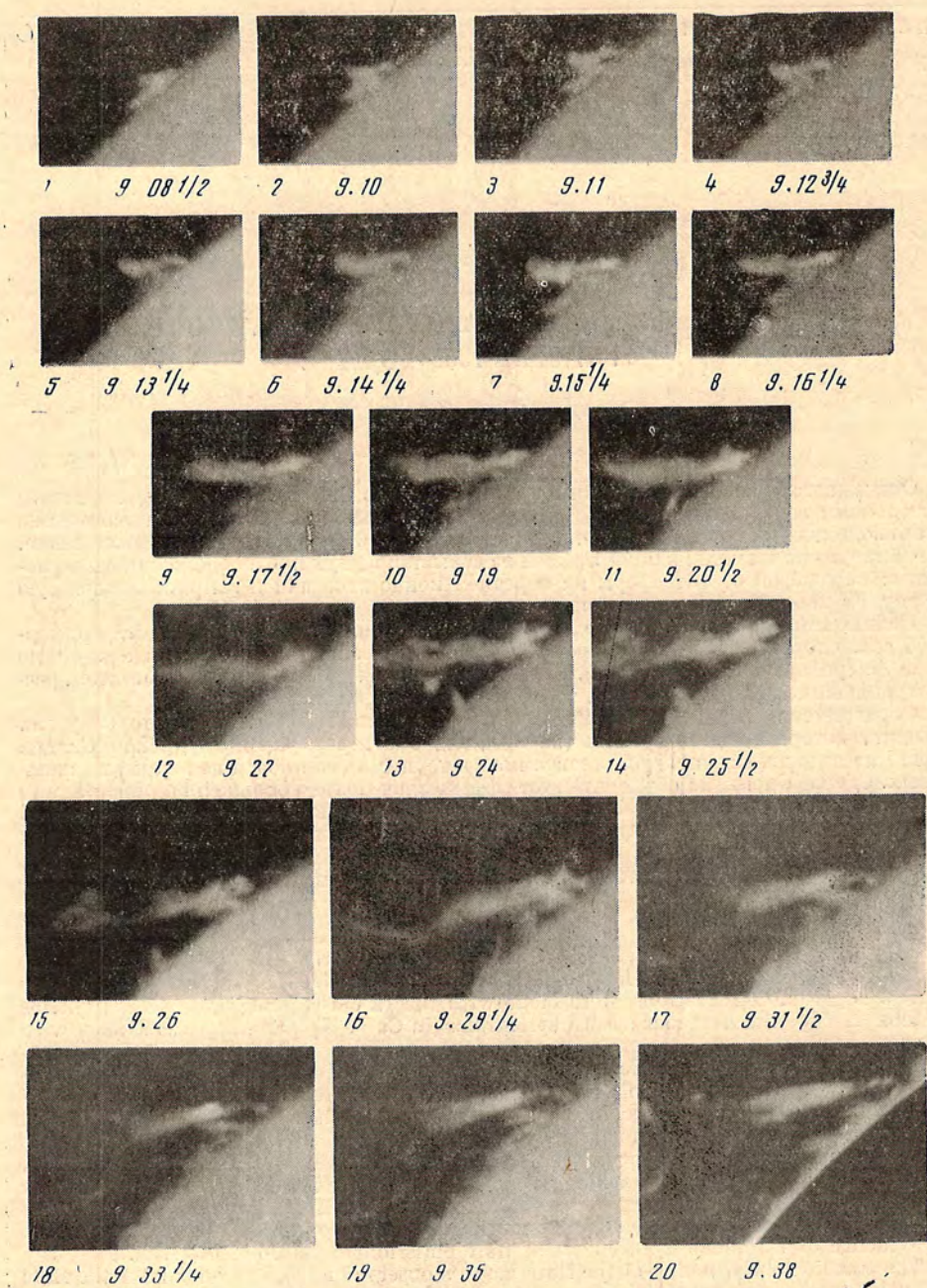
The elevation of a bright flare filament at a velocity of ~ 10 km/sec and its bifurcating a few minutes later are observed. The observations demonstrate the ejection of plasma out of the flare in opposite directions: from the photosphere at the flare front and to the photosphere from its tail part.

The attention is called to the unusual behaviour of Ca II K_{232} line in some flare parts. They are seen to be brighter than the undisturbed solar disk in H_{α} light and darker (or invisible) in Ca II K_{232} . An attempt is made to explain this effect by the fairly large width of H_{α} line in comparison to the calcium one (in flares) and Doppler shift of flare emission. The evidence of Doppler displacement of flare emission to the blue is given.

The transient brightening of the flare basis is observed and 45 seconds later the flare front velocity shows a sudden rise from 40 to 160 km/sec (acceleration up to 10^6 cm/sec²). If both processes are caused by an invisible disturbance travelling along the flare, its velocity is $\sim 10^3$ km/sec.

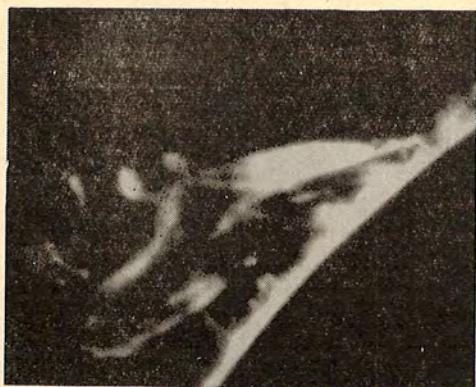
In the late stages of development the flare shows fine, jet-threadlike (filamentary) structure.

Вспышки на лимбе позволяют изучить некоторые стороны их строения и развития, недоступные при наблюдениях на диске Солнца. Однако вспышки на лимбе — явление довольно редкое, больших же вспышек на лимбе наблюдалось уж совсем немного. Поэтому представляет интерес изучение развития одного из наиболее крупных событий такого рода —



Фиг. 1. Фотографии вспышки в отдельные моменты времени

1 — 26 — с H_{α} -фильма, 27 и 29 — спектрогелиограммы в H_{α} , 28 и 30 — спектрогелиограммы в K_{232} Ca II. Везде север слева, масштаб 1 мм $\approx 5 \cdot 10^3$ км



21 9.39



22 9.47



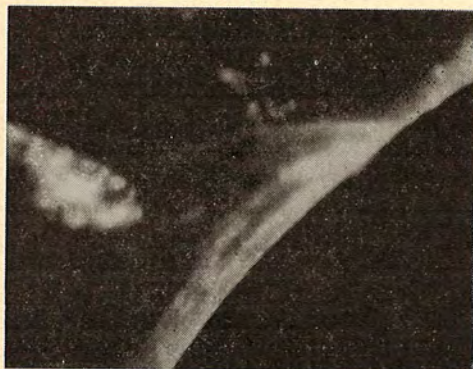
23 9.59



24 10.12



25 10.22



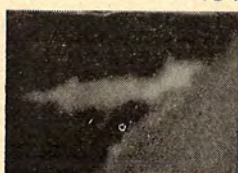
26 10.32



27 9.10



28 9.10



29 9.22



30 9.22

вспышки на лимбе 11.VII 1966 г. Вспышка произошла в группе пятен ($\varphi = 35^\circ \text{ N}$), которая, находилась на невидимой стороне Солнца примерно в 15° от его западного края.

В Крымской астрофизической обсерватории наблюдения этой вспышки проводились на двухлучевом спектрогелиографе башенного солнечного телескопа [1] и на коронографе КГ-1 [2]. На спектрогелиографе Т. Т. Цап и А. Н. Коваль получили две пары спектрогелиограмм в линиях $\text{K}_{232} \text{Ca II}$ и H_α в $9^{\text{h}}10^{\text{m}}$ и $9^{\text{h}}22^{\text{m}}$ UT. На КГ-1 наблюдения в H_α были начаты автором в $9^{\text{h}}08^{\text{m}}$ UT и продолжались до $11^{\text{h}}25^{\text{m}}$ UT. Проводилось кинематографирование явления в линии H_α в основном с частотой 4 кадра/мин и экспозициями от 0,1 до 3 сек. на разных стадиях развития вспышки. Сначала наблюдения велись при полосе пропускания $0,5 \text{ \AA}$, а с $9^{\text{h}}38^{\text{m}}$ после появления во вспышке-выбросе очень быстрых движений полоса была расширена в четыре раза; для уменьшения инструментального рассеянного света была поставлена искусственная луна. При наблюдениях с узкой полосой получались также снимки в красном крыле H_α вплоть до расстояния $1,5 \text{ \AA}$ путем наклона H_α -фильтра относительно оптической оси инструмента.

К сожалению, полученный материал не всегда позволяет произвести детальное исследование развития вспышки, так как условия наблюдений были посредственными; качество изображений в основном было удовлетворительным, но дрожание изображений временами значительное.

На первом кадре H_α -фильма, полученном на КГ-1 в $9^{\text{h}}08^{\text{m}}5$, вспышка на лимбе имеет вид двойного диффузного выступа с ярким ядром (фиг. 1, 1) почти в центре этого образования на расстоянии около 10^4 км от края диска Солнца. Это ядро быстро расширяется (в основном вниз), а идущий от него к лимбу (или за лимб) более короткий выступ начинает ярчать. Далее начинается подъем и растяжение верхней части вспышки, так что вспышка образует в дальнейшем подобие арки. О методике и результатах количественных измерений движения будет сказано позже.

В $9^{\text{h}}10^{\text{m}}$ была получена первая пара спектрогелиограмм (фиг. 1, 27 и 1, 28). Здесь обращает на себя внимание необычное поведение линии $\text{K}_{232} \text{Ca II}$ в одном из узлов вспышки. В то время как верхняя более яркая часть вспышки выглядит практически одинаково в свете H_α и K_{232} , нижний ее северный выступ виден ярким в H_α и темным (по сравнению с невозмущенным диском Солнца) или почти не виден в K_{232} , что, вероятно, наблюдается впервые.

Далее наблюдения на КГ-1 показывают, что к $9^{\text{h}}12^{\text{m}}5$ подъем и развитие вспышки привели к тому, что она как бы разделилась на две части. С $9^{\text{h}}13^{\text{m}}$ по $9^{\text{h}}19^{\text{m}}$ нижняя часть вспышки медленно вытягивается в северном направлении и начинает постепенно ослабевать, разбившись на отдельные сгустки. Одновременно наблюдается очень быстрое вытягивание передней части верхнего вспышечного волокна, которое идет под углом $\sim 55^\circ$ к радиусу Солнца, проходящему через яркое основание вспышки. Становится различимым также менее яркий вспышечный выброс (фиг. 1, 10), который выходит несколько к северу от основания собственно вспышки и идет под несколько большим углом к краю Солнца.

Само яркое волокно вспышки также обнаруживает медленное развитие в южной части, где оно расширяется вдоль края диска Солнца прочь от вспышки и вверх. Дальнейшая эволюция южного конца волокна показала, что это расширение связано как с разделением его на два волокна, так и с медленным подъемом. У этого отделившегося волокна заметно поднимается только южная часть, в то время как другой его конец остается как бы связанным со старым волокном (фиг. 1, 11 и 1, 13).

В $9^{\text{h}}24^{\text{m}}$ и далее наряду с продолжающимся движением вперед наблюдается расслоение (распад) передней части вспышки на несколько спиральных ветвей, хотя самая нижняя из них отделилась несколько раньше.

Более темная материя, «навитая» на вспышку в средней части, придает ей вид, сходный с протуберанцем типа «торнадо» (фиг. 1, 14). В то же время южная часть выступа вспышки образует характерную форму, сходную с рукояткой меча — три отдельных выступа. В 9^h25^m южная часть поднимающегося у хвостового конца вспышки яркого волокна («рукоятка меча») в свою очередь обнаруживает признаки раздвоения, которое быстро увеличивается и становится отчетливо выраженным в 9^h26^m (фиг. 1, 15). В то время как верхнее волокно продолжает подниматься, оставаясь связанным со вспышкой своим северным концом, нижнее волокно начинает вытягиваться на юг и в сторону фотосферы (фиг. 1, 16). Таким образом, мы наблюдаем здесь своеобразное движение — выталкивание плазмы из вспышки в двух противоположных направлениях: на север выталкивается основная масса вспышки и на юг — отдельное яркое волокно.

Движение вещества вспышки на юг в сторону фотосферы сначала шло по слегка изогнутой траектории. В дальнейшем на переднем конце этой струи (со стороны фотосферы) появился один узел (фиг. 1, 17), спустя 2 мин. их стало уже два, а к 9^h35^m (фиг. 1, 19) они распространились по всей струе, и стало видно, что узлы — это петли закрученной по спирали струи (фиг. 1, 20).

Во время описанных выше движений в хвостовой южной части вспышки наблюдаются значительные изменения в северной ее части и во всей вспышке. На переднем ее конце происходит быстрое вытягивание спиральных ветвей. В области основного вспышечного ствола быстро угасают и исчезают маскирующие его детали. При сравнении вида вспышки на фиг. 1, 16 и фиг. 1, 17 создается впечатление, что за это время произошел подъем вспышки, однако этот эффект связан с частичным угасанием нижней (обращенной к фотосфере) части вспышечного ствола.

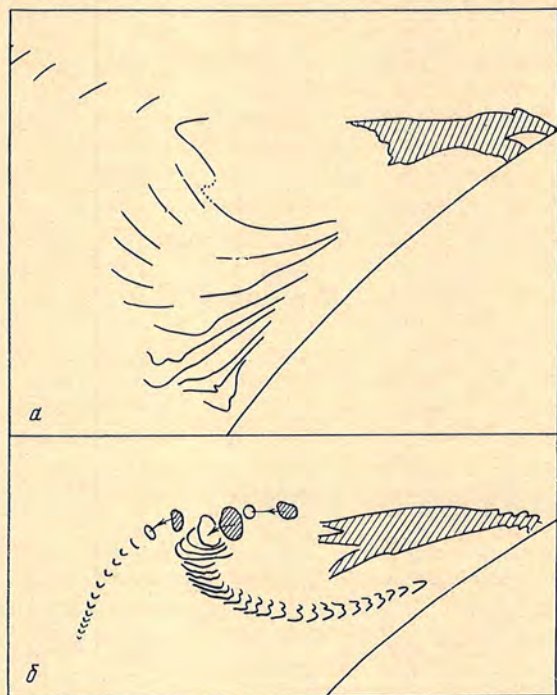
Одновременно быстро падает яркость «ножки», так долго связывающей вспышку с Солнцем, и к 9^h35^m (фиг. 1, 19) она распадается по крайней мере на две струи, которые перестают быть видимыми к $\sim 9^h45^m$.

Дальнейшее развитие вспышки, снятое на КТ-1 с широкой полосой, характеризуется продолжающимся выбрасыванием узлов и струй из вспышки (фиг. 1, 23 и 1, 24), а также значительно более медленным движением отдельных узлов из хвостовой части вспышки к поверхности Солнца (фиг. 1, 23).

Спиральные ветви в передней части вспышки опускаются к фотосфере, хотя их отдельные узлы продолжают удаляться и постепенно гаснут. Некоторая часть опускающегося вещества «обгоняет» спиральные ветви и падает на поверхность Солнца (фиг. 1, 23 и 2, а). В то же время его основная масса, находящаяся в ветвях, сначала опускается, оставаясь связанной со вспышкой тоненькими нитями (фиг. 1, 22), а затем начинает двигаться по траекториям, уходящим к основанию вспышки (фиг. 1, 24). Некоторые узлы, связанные, по-видимому, с упоминавшимся ранее вспышечным выбросом, опускаются севернее основания вспышки (фиг. 1, 23 и фиг. 2, б). Здесь, однако, все охвачено очень быстрыми движениями¹ и поэтому трудно судить о реальном поведении из-за ухода светящихся масс из полосы H_{α} -фильтра. Постепенно угасает и сам вспышечный ствол, и к $\sim 10^h30^m$ (фиг. 1, 25) от него остаются лишь отдельные светящиеся струи.

Около 10^h10^m на месте опустившихся спиральных ветвей на высотах $50 \div 125 \cdot 10^3$ км разгораются новые узлы, которые долго остаются на месте, показывая только перестройку внутри (фиг. 1, 25 и 1, 26). Однако после 10^h45^m эти узлы начинают вытягиваться в радиальном направлении и быстро удаляются от поверхности Солнца. На этом вспышка на лимбе закончилась.

¹ Согласно оценке А. Б. Северного, который наблюдал вспышку визуальным спектрографом БСТ, доплеровские смещения эмиссии отдельных узлов соответствовали скоростям 300—400 км/сек.



Фиг. 2. Положение переднего фронта вспышки с 9^h32^m по 9^h52^m приблизительно через 2^m5 (а) и траектории движения некоторых узлов вспышки после 9^h39^m (б) (указаны положения их передних фронтов примерно через 1^m)

9^h10^m и 9^h11^m). Повторное движение на юг было связано с подъемом второго яркого волокна, который начался где-то около 9^h16^m (фиг. 1, 8). Средняя скорость подъема около 10 км/сек .

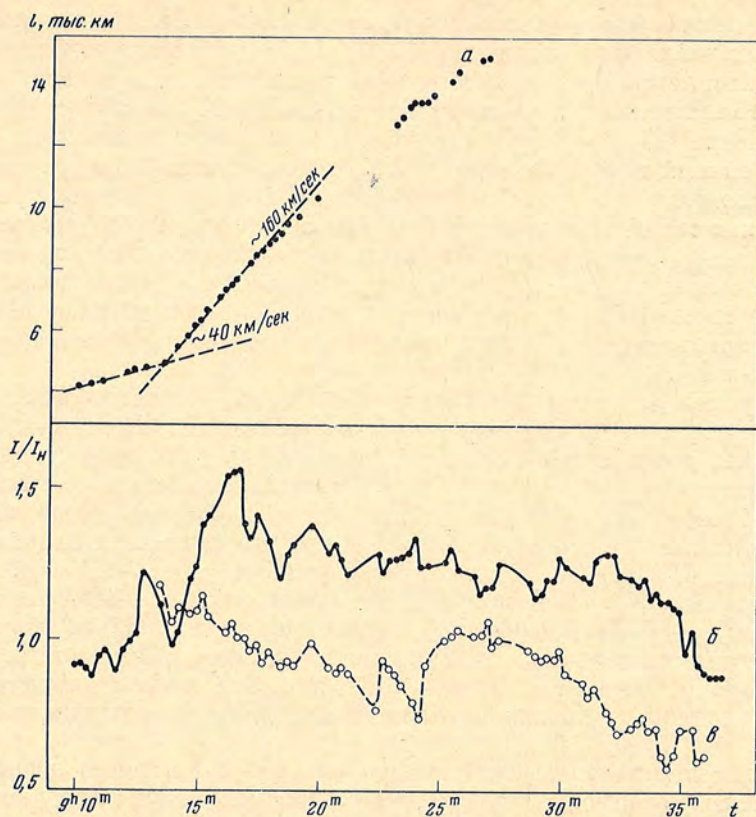
По зарисовкам вспышки был построен график зависимости длины верхней части вспышки от времени (фиг. 3, а) при движении — вытягивании вспышки на север. Из этого графика видно, что около 9^h13^m5 скорость переднего фронта вспышки внезапно увеличилась с 40 до 160 км/сек , при этом ускорение составляет до 10^6 см/сек^2 . Подобные и даже большие ускорения в лимбовых вспышках (действующие, как и в нашем случае, кратковременно) наблюдались Северным и Шапошниковой [3].

Несколько раньше, в $9^h12^m45^s$, в основании вспышки (фиг. 1, 4) яркость внезапно увеличилась на $\sim 20\%$ (фиг. 3, б), затем в течение примерно 1^m уменьшилась до предмаксимальной величины, а с 9^h14^m начался новый подъем яркости, который продолжался почти до 9^h16^m5 , когда яркость увеличилась более чем в $1,5$ раза, после чего начала медленно спадать. Если первое поярчание в основании вспышки и наблюдаемое ускорение ее переднего фронта вызваны распространившимся вдоль вспышки агентом, то по наблюдаемому запаздыванию ($\sim 45^s$) и пройденному пути ($\sim 4,5 \cdot 10^4 \text{ км}$) скорость его движения получается около 10^3 км/сек .

Обращают на себя внимание пульсации яркости с 9^h17^m по 9^h32^m , которые имеют малую амплитуду (до 10% измеряемой величины), что может дать основание усомниться в их реальности, но в то же время период их довольно постоянен и равен примерно 2^m , видны 7 таких! пульсаций.

Перейдем теперь к рассмотрению измерений движения на некоторых этапах вспышки. Движения исследовались несколькими способами. Самый точный, но и самый трудоемкий — это совмещение и зарисовка кадров на спектрокомпараторе с увеличением $20\times$. Основное изучение вспышки проводилось по зарисовкам, сделанным с помощью кинопроектора с увеличением $14\times$ (масштаб $1 \text{ мм} = 2 \cdot 10^3 \text{ км}$) и фотоотпечаткам того же масштаба. Результаты исследования движения контролировались путем визуального просмотра H_α -фильма с лупой.

Изучение движений во вспышке, проведенное на первом ее этапе (до $\sim 9^h13^m5$) самым точным способом, а далее по зарисовкам, позволило выяснить, что движение хвостовой части вспышки на юг протекало очень недолго и практически закончилось к 9^h13^m (максимальная скорость до 60 км/сек между



Фиг. 3. Зависимость длины верхней части вспышки от времени (а), кривые изменения яркости у основания вспышки (б) и в наиболее ярком месте в средней части вспышки (в) со временем

Средняя яркость узла за это время уменьшилась лишь на $\sim 5\%$, а после этого стала резко падать.

Если эти пульсации реальны и вызываются распространяющимися вдоль магнитного поля волнами Альвена, то по характерному размеру пульсирующего узла $\sim 12 \cdot 10^3$ км и периоду $\sim 120^s$ получается скорость волны $v \approx 100$ км/сек. Приняв магнитное поле H равным 100 гс, можно оценить плотность плазмы во вспышке

$$\rho = \frac{H^2}{4\pi v^2} \approx \frac{10^4}{3,14 \cdot 4 \cdot 10^{14}} \approx 10^{-11}.$$

Полученное значение $\rho \approx 10^{-11}$ г/см³ или $\rho \approx 10^{13}$ см⁻³ является типичным для вспышки [4] и может рассматриваться как некоторое доказательство справедливости развиваемых выше представлений.

Как уже отмечалось, в некоторых узлах вспышки наблюдается различное поведение линий K_{232} Ca II и H_α , а именно: некоторые узлы, видимые на H_α -спектрогелиограмме, как яркие не видны (или видны как темные) на кальциевой спектрогелиограмме. Возможно, что это различие можно объяснить доплеровским сдвигом эмиссии вспышки. Известно [5], что во вспышках линии H и K Ca II довольно узкие по сравнению с линиями водорода. Следовательно, наличие лучевой скорости у отдельного узла вспышки может по-разному отразиться на его виде в H_α и K_{232} . Если доплеровский сдвиг эмиссии K_2 окажется больше или будет сравним с ее шириной, то узел выйдет из полосы K_{232} -монокроматора и будет не виден, однако вследствие значительно большей ширины линии H_α в этом узле он еще будет виден в полосе H_α -монокроматора.

К сожалению, мы не имеем спектрограмм тех узлов, о которых идет речь. Если различие в поведении K_{232} и H_{α} в некоторых узлах действительно объясняется доплеровским сдвигом их эмиссии в синюю сторону (см. [6]), то вспышка должна иметь сходный вид в K_{232} и в красном крыле H_{α} . Сравнение K_{232} -спектрогелиограмм и ближайших по времени фильтрограмм, снятых в красном крыле H_{α} , действительно обнаруживает их большое сходство (ср. фиг. 1, 28 и 1, 5; 1, 30 и 1, 12), что может рассматриваться как свидетельство существования значительного смещения эмиссии K_2 в синюю сторону, чем, вероятно, и объясняется обсуждаемое различие вида вспышки в K_{232} Ca II и H_{α} . Возможны и другие объяснения, связанные со спецификой возбуждения резонансных линий Ca II, интерпретация которых очень сложна даже для хромосферы, не говоря уже о вспышках [5].

При просмотре кривых изменения яркости во вспышке (фиг. 3, б и 3, в) может показаться странным факт относительно небольшой максимальной яркости, достигнутой вспышкой (всего лишь 1,55 яркости невозмущенного диска Солнца на $\rho = 0,9$). Не имеем ли мы здесь дело с большим ярким выбросом? Нам кажется, что все-таки рассматриваемое явление нужно отнести ко вспышкам. Прежде всего на это указывают большие ширины линии H_{α} на спектрах, полученных в [6] через ~ 20 мин. после начала явления ($\sim 5-6 \text{ \AA}$ при максимальной ширине $\sim 10 \text{ \AA}$ на высоте $\geq 2 \cdot 10^4 \text{ км}$). Небольшая яркость вспышки на нашем фильме объясняется, по-видимому, довольно значительным сдвигом эмиссии вспышки в синюю сторону. Вероятно, этим и более широкой полосой пропускания ($0,7 \text{ \AA}$) объясняется и большая максимальная яркость вспышки, полученная в [6].

В заключение хотелось бы подчеркнуть, что наблюдения вспышки с очевидностью показывают существование тонкой струйчатой (волоконистой) структуры вспышки (ср. с [7]), которая так или иначе обнаруживается на более поздних этапах ее развития.

Приношу благодарность академику А. Б. Северному за внимание к данной работе и Т. Т. Цапу и А. Н. Коваль за предоставление полученных ими спектрогелиограмм.

25 декабря 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1955, 15, 31.
2. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1954, 12, 3.
3. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 24, 235.
4. Э. Р. Мустель, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1952, 8, 49.
5. H. J. Smith, E. v. P. Smith. Solar Flares. MacMillan company, New York, 1963. (Русский перевод: Г. Смит, Э. Смит. Солнечные вспышки. М., изд-во «Мир», 1966, стр. 224 и 189, рис. 22).
6. Y. Ohman, G. Stiber, U. Kusoffsky. Solar Phys., 1967, 1, 60.
7. H. J. Smith, E. v. P. Smith. Solar Flares. MacMillan company, New York, 1963. (Русский перевод: Г. Смит, Э. Смит. Солнечные вспышки. М., изд-во «Мир», 1966, гл. II — 6).

СОПОСТАВЛЕНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ВОЛНАХ
10 см И 1,5 м С НЕКОТОРЫМИ ДЕТАЛЯМИ
ХРОМОСФЕРНОЙ ВСПЫШКИ 11 ИЮЛЯ 1966 ГОДА

Ю. Ф. Юровский, А. Н. Бабин

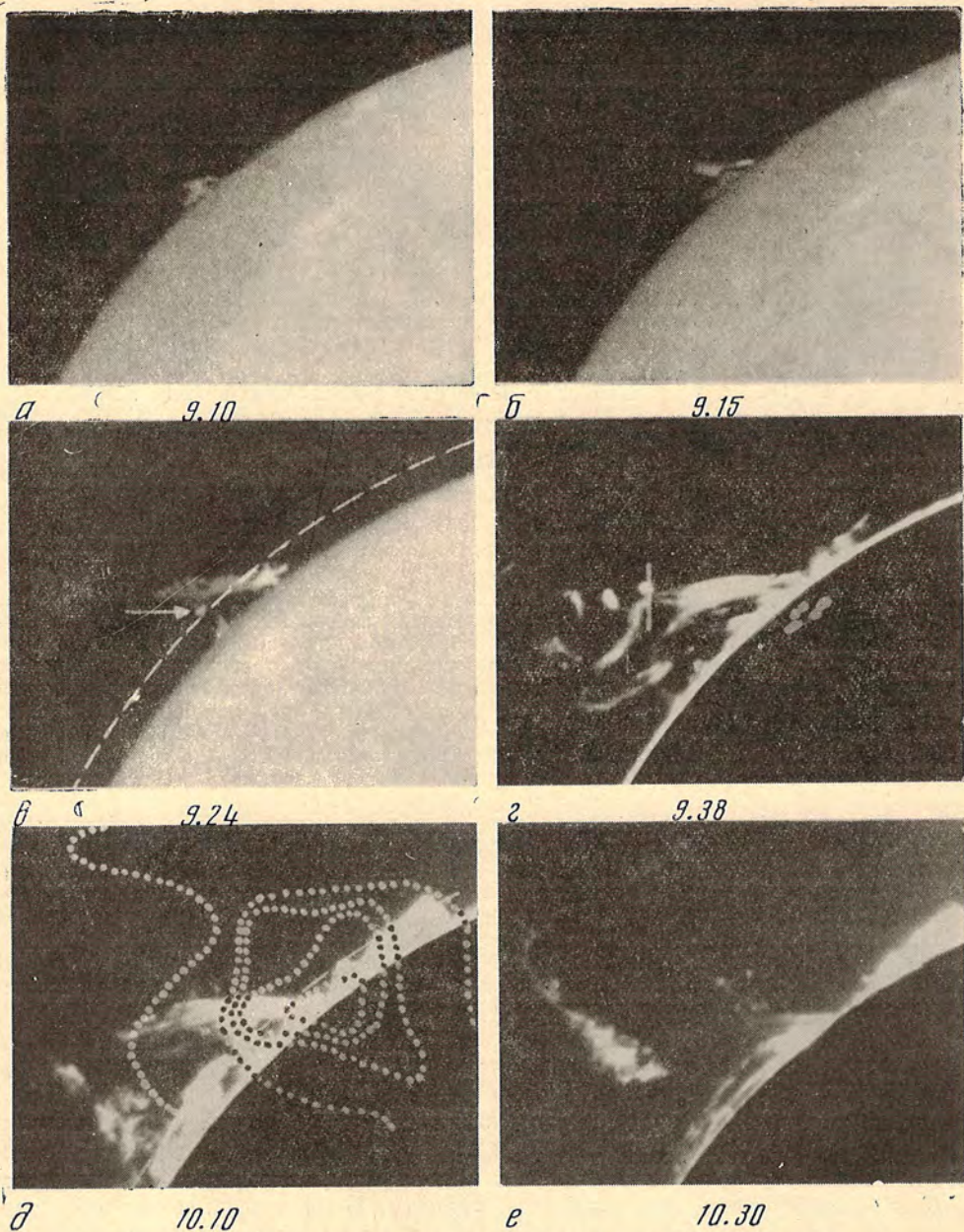
Рассмотрены всплески радиоизлучения на волнах 10 см и 1,5 м, сопровождавшие хромосферную вспышку 11.VII 1966 г. Выяснено, что первый импульсный всплеск на $\lambda = 10$ см произошел в начальной стадии вспышки во время нарастания яркости в линии H_{α} . Второй всплеск с постепенным нарастанием интенсивности генерировался во время бурного развития вспышечного выброса. Появление «отрицательного» всплеска в сантиметровом диапазоне в заключительной фазе события связано, по-видимому, с прохождением осаждавшейся материи выброса через уровень $30 \cdot 10^3$ км. На волне 1,5 м детального соответствия между моментами возникновения отдельных всплесков и динамическими особенностями вспышки не обнаружено.

SOLAR RADIO EMISSIONS AT 10 cm AND 1,5 m AND THE CHROMOSPHERIC FLARE OF JULY 11, 1966, by Y. F. Yurovsky, A. N. Babin.— Radio emissions at 10 cm and 1,5 m are compared with the development of a large limb flare in H_{α} light. The first pulse centimetric burst occurs a few minutes after the start of the flare and correlates with the brightening of the flare basis. The second gradually-rising burst shows time coincidence with the violent growth of flare ejection. It is shown that the occurrence of a «negative» centimetric burst correlates with the bright matter passage at the heights of $3 \cdot 10^4$ km. There is no time correlation between the appearance of separate bursts at 1,5 m and the dynamic peculiarities of the flare.

А. Б. Северный [1], И. Г. Моисеев и С. И. Гопасюк [2] и другие (например, [3]), сопоставляя отдельные события в радиоизлучении с оптическими явлениями на Солнце, показали, что отдельные всплески связаны не только со вспышками, но и с быстрыми движениями и изменениями волокон-протуберанцев в магнитном поле группы пятен или с другими быстрыми процессами в активной области. Более поздние исследования [4, 5] указывают на связь радиоизлучения с возвратными выбросами. Однако измеренная скорость движения источников всплесков во многих случаях значительно расходится со средней скоростью движения материи возвратных выбросов [5, 6].

В данной работе сделана попытка сравнить временной ход радиоизлучения с движением возмущения в области вспышки. Для обработки была выбрана лимбовая вспышка 11.VII 1966 г., которая наиболее полно зарегистрирована как в линии H_{α} , так и на волнах 10 см и 1,5 м.

Оптическая вспышка произошла над магнитно-сложной (тип γ) группой пятен № 93 [7], которая к моменту вспышки находилась за лимбом, так что наблюдениями были доступны области над пятнами начиная с высот $(5 \div 20) \cdot 10^3$ км. На фиг. 1, а показано положение группы за лимбом в день вспышки. Согласно данным [7, 8], вспышка началась примерно в 9^h04^m UT. Кинематографирование с частотой 4 кадра/мин на врезатмен-

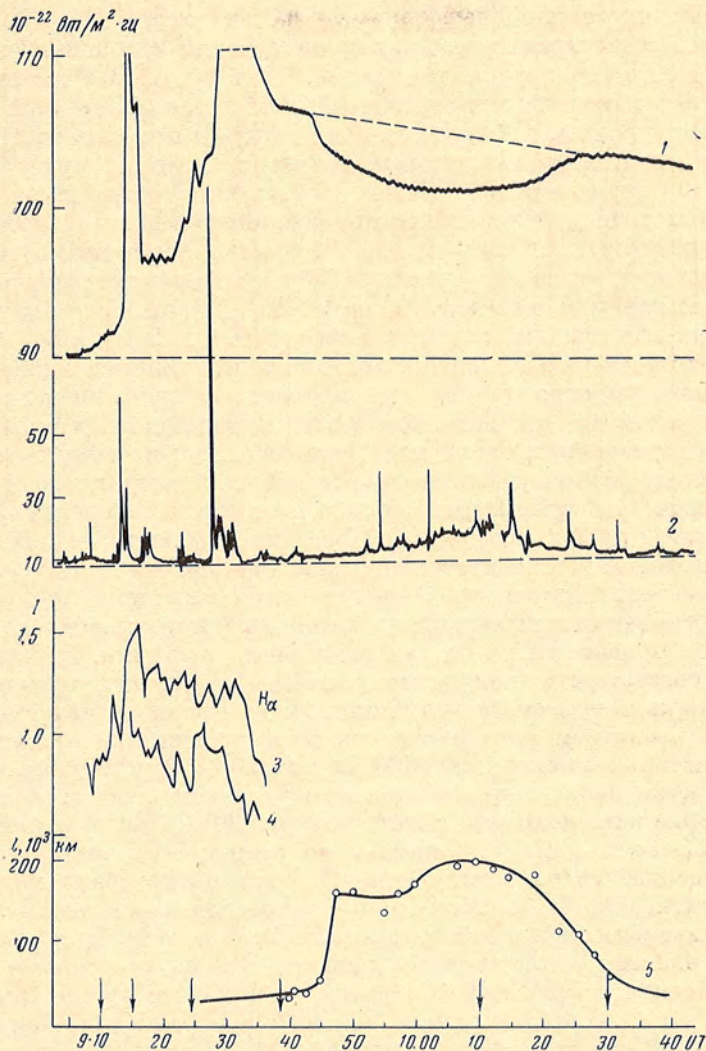


Фиг. 1. Последовательные моменты развития оптической вспышки

На фотографии фиг. 1, в стрелка указывает на яркий сгусток, пересекавший уровень $30 \cdot 10^3$ км (штриховые линии на фиг. 1, в и д). Группа пятен, в которой произошла вспышка, изображена на фиг. 1, г. Там же отмечено обсуждаемое в тексте сечение на высоте $110 \cdot 10^3$ км. Радиоизофоты источника S-компоненты нанесены через 10^5 К на фиг. 1, д

ном коронографе КрАО было начато в $9^h08^m28^s$, когда над западным лимбом появилось поярчание (фиг. 1, а). Отдельные фазы развития вспышки показаны на фиг. 1, а — д.

Интегральная плотность потока на волнах 10 см и 1,5 м во время вспышки была получена в отделе радиоастрономии КрАО с помощью радиотелескопа, работавшего по программе Службы Солнца. Точность регистрации на волне 10 см была достаточно высокой и позволяла замечать



Фиг. 2. Записи радиоизлучения на волне 10 см (1) и 1,5 м (2); яркость в линии H_{α} узла в основании вспышки (3) и в ее средней части (4); длина дуги уровня $30 \cdot 10^3$ км, покрытой светящейся материей (5)

изменения потока на 0,5% от наблюдаемой величины. Запись на волне 1,5 м давала возможность уверенно обнаруживать всплески с амплитудой не менее 10% от величины радиоизлучения «спокойного» Солнца. Копии записей радиоизлучения приведены на фиг. 2 (кривые 1, 2) с указанием моментов времени (стрелки), соответствующих фотографиям на фиг. 1.

Связанное со вспышкой радиоизлучение на волне 10 см характеризуется постепенным повышением интенсивности, начавшимся в 9^h07^m , импульсным всплеском продолжительностью 3 $\frac{1}{2}$ с, вторым всплеском с постепенным началом и повышенным уровнем, медленно спадавшим в течение 3 $\frac{1}{2}$ к предвсплесковому значению. В интервале от 9^h44^m до 10^h27^m на фоне повышенного излучения заметно небольшое уменьшение интенсивности, достигающее $3 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц.

Радиоизлучение на волне 1,5 м представляет собой группу импульсных всплесков и повышение излучения на поздней стадии вспышки.

Поток в максимуме наибольшего всплеска достигает $100 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$, т. е. в 12 раз превосходит уровень радиоизлучения «спокойного» Солнца. Плавное увеличение потока началось в $9^{\text{h}}40^{\text{m}}$ и к $10^{\text{h}}10^{\text{m}}$ составляло $10 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$, после чего интенсивность постепенно возвратилась к предвсплесковому уровню. На сравнительно гладкий профиль этого события налагаются отдельные импульсные всплески, которые существенно не искажают его временной ход. Из-за отсутствия спектрографических наблюдений без дополнительных предположений произвести классификацию всплесков на общепринятые типы не представляется возможным.

Для удобства предварительной обработки из последовательных кадров фоторегистрации вспышки в линии H_{α} и записей радиоизлучения был смонтирован фильм, охватывающий $1^{\text{h}}30^{\text{m}}$ наблюдений. Проекция фильма со скоростью 8 кадров/сек позволила достаточно наглядно проследить развитие радиоизлучения одновременно с эволюцией вспышки.

Хорошо известно, что радиоизлучение на различных длинах волн генерируется в различных слоях атмосферы Солнца; поэтому были выбраны два слоя на разном удалении от фотосферы, внутри которых и изучалось движение вещества. Первый слой был выбран на высоте $30 \cdot 10^3 \text{ км}$, так как на этом уровне чаще всего наблюдаются области медленно меняющейся компоненты и источники всплесков [9—11].

Сравнение сантиметрового радиоизлучения с временным ходом яркости узла в основании вспышки (фиг. 2, кривая 3) показывает, что импульсный всплеск произошел на стадии разгорания вспышки. Этот результат полностью соответствует полученному в [12—14] и подтверждает, что изучаемое событие может считаться типичным всплещечным явлением. Одновременно с развитием яркого узла из области вспышки происходит извержение материи со скоростью 160 км/сек . Максимум первого сантиметрового всплеска наблюдается в момент начала движения светящейся материи, которая находилась на высоте порядка $30 \cdot 10^3 \text{ км}$ от видимого края Солнца. Обычно с моментом внезапного расширения вспышки связано появление всплесков радиоизлучения III типа на метровых волнах [15]. В данном случае также имеется группа всплесков на волне $1,5 \text{ м}$, совпадающая по времени со стадией поярчания вспышки (фиг. 2, кривые 2 и 3).

Второй всплеск с постепенным нарастанием интенсивности на $\lambda = 10 \text{ см}$ начался в $9^{\text{h}}23^{\text{m}}$. Приблизительно в это же время яркий узел, двигавшийся со скоростью около 230 км/сек параллельно направлению первоначальной струи, пересекал уровень $30 \cdot 10^3 \text{ км}$. Последующее увеличение плотности потока происходило наряду с дальнейшим развитием выброса. Резкое возрастание интенсивности радиоизлучения в $9^{\text{h}}28^{\text{m}}$ совпало с небольшим максимумом яркости свечения области выброса (фиг. 2, кривая 4) на высоте $40 \cdot 10^3 \text{ км}$. Максимум всплеска на 10 см отмечен в $9^{\text{h}}30^{\text{m}}$. Полученная в $9^{\text{h}}32^{\text{m}}$ в [16] спектрограмма показывает, что на расстоянии около $80 \cdot 10^3 \text{ км}$ от основания вспышки вдоль струи выброса наблюдалась лучевая скорость порядка 500 км/сек . Таким образом, по времени со вторым всплеском на сантиметровых волнах совпадает бурное развитие протуберанца, максимум яркости в H_{α} и очень быстрое движение вещества выброса. Не совсем ясно, однако, являются ли эти события следствием одной причины, или это только случайное совпадение по времени.

Согласно принятой нами модели активной области Ньюкирка, слой, ответственный за радиоизлучение на волне $1,5 \text{ м}$, находится на высоте $85 \cdot 10^3 \text{ км}$. В $9^{\text{h}}28^{\text{m}}$, когда верхние плотные части выброса достигли этого слоя, на волне $1,5 \text{ м}$ началась группа всплесков. Первый, самый интенсивный всплеск совпадает по времени с резким увеличением потока на $\lambda = 10 \text{ см}$, последующие налагающиеся друг на друга всплески с быстрым движением вещества протуберанца (скорость до 350 км/сек) на высоте около $110 \cdot 10^3 \text{ км}$ от фотосферы. Однако анализ регистрации вспышки пока-

зал, что число всплесков на волне 1,5 м не соответствует числу ярких деталей, пересекавших слои. К тому же не обнаружилось систематического временного соответствия, т. е. некоторые всплески совпадали, а другие либо запаздывали, либо опережали оптические явления на время до 3 мин.

На волне 1,5 м с 9^h44^m до 10^h40^m наблюдалось постепенное повышение плотности потока. В линии H_α в 10^h05^m началось движение от фотосферы большой массы газа со скоростью около 100 км/сек, захватившее всю верхнюю часть выброса. Однако причинная связь между этими событиями кажется сомнительной, так как увеличение интенсивности радиоизлучения началось приблизительно на 20 мин. раньше.

В сантиметровом диапазоне повышенное излучение, связанное со вспышкой, продолжало постепенно возвращаться к предвсплесковому уровню. Однако на сравнительно плавном ходе с 9^h44^m до 10^h27^m выделяется хорошо заметное уменьшение интенсивности. По времени этот «отрицательный» всплеск соответствует наибольшему количеству светящейся материи, опустившейся из верхних слоев на уровень 30·10³ км. После того как материя опустилась еще ниже, радиоизлучение на 10 см несколько возросло, сохраняя почти экспоненциальный закон послевсплескового спада. На фиг. 2 (кривая 5) показана зависимость от времени длины дуги уровня 30·10³ км, покрытой светящимся веществом. Не только совпадение по времени, но и профиль событий с резким началом и плавным окончанием может служить аргументом в пользу их связи.

Причиной появления всплесков «в поглощении» принято считать экранирование источника повышенного излучения холодным плотным веществом вспышечного выброса [17, 18]. В [19] показано, что послевсплесковое поглощение — довольно частое событие. В данном случае специфично поглощение на поздней стадии вспышки. Объясняется это скорее всего тем, что в отличие от большинства событий, рассмотренных в [19], вспышка была на лимбе и вещество выброса не могло экранировать источник излучения, находясь в верхних слоях атмосферы Солнца. Только после опускания на высоту порядка 30·10³ км произошло затенение части источника. В момент извержения материя двигалась в пределах узкого конуса, а если и было некоторое экранирование, то незначительное, оставшееся за пределами чувствительности аппаратуры. К тому же в начальной стадии вспышки происходили интенсивные всплески, затрудняющие обнаружение этого эффекта.

Сравнение с радиогелиограммой на волне 9,1 см [8] показывает, что светящаяся материя действительно проектировалась на область источника S-компоненты. На фиг. 1, д радиоизофоты наложены на оптическое изображение района вспышки. Штриховой линией отмечен уровень 30·10³ км. Радиоизофоты источника несколько вытянуты по направлению движения светящейся материи вспышечного выброса, траектория которого зависит, по-видимому, от конфигурации магнитного поля. Плотность потока S-компоненты в день наблюдений на волне 9,1 см была около 10·10⁻²² вт/м²·гц [8]. В момент максимального экранирования уменьшение потока по нашим измерениям составило приблизительно 3·10⁻²² вт/м²·гц, или около 30 % всего потока излучения S-компоненты от этой группы. Светящаяся в H_α материя на фиг. 1, д закрывает значительно меньшую часть излучающей площади, ограниченной изофотами. Однако следует учитывать, что точность измерения конфигурации источника медленно меняющейся компоненты на фиг. 1, д не превосходит 3' [8]. Наблюдения же во время солнечных затмений [11, 20] дают гораздо меньшие размеры источника S-компоненты, часто сравнимые с площадью связанной с ним группы пятен. В нашем случае площадь группы пятен (см. фиг. 1, г) не превосходит размеров вспышечного протуберанца, и поэтому затенение 30 % площади источника S-компоненты

кажется вполне вероятным. Электронную концентрацию N_e экранирующего облака можно оценить из условия его непрозрачности [21]

$$\tau = 1,6 \cdot 10^{-29} \frac{\lambda^2 N_e^2 l}{V T_e^3} \ln \left(2,2 \cdot 10^4 \cdot \frac{T_e}{\sqrt[3]{N_e}} \right) > 1$$

на волне 10 см, полагая эффективную температуру $T_e = 10^4$ К [22] и считая облако однородным. Если по лучу зрения вспышечный выброс имеет такую же протяженность, как и в картинной плоскости, то размер облака l можно принять около 10^4 км (фиг. 2, кривая 5). Вычисленная на основе этих соображений оптическая толщина τ на волне $\lambda = 10$ см становится больше единицы при $N_e \geq 10^8$ см $^{-3}$. Полученное значение электронной концентрации удовлетворительно согласуется с результатами исследований в оптическом диапазоне спектра [22]. Следует заметить, что во время вспышки возник временный источник, ответственный за после-всплесковое повышенное излучение. Вероятно, он также экранировался поглощающим веществом выброса, что значительно усложняет проведение количественных расчетов. Тем не менее хорошее временное соответствие между «отрицательным» всплеском и покрытием уровня $30 \cdot 10^3$ км наводит на мысль о концентрации ответственных за поглощение холодных электронов в пределах области свечения нейтрального водорода. Кроме того, уровень $30 \cdot 10^3$ км может, по-видимому, считаться ответственным за спорадическое радиоизлучение на волне 10 см.

25 декабря 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1955, 15, 111.
2. И. Г. Монсеев, С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1957, 17, 211.
3. A. Dodson, R. Donselman. *Astrophys. J.*, 1951, 113, 519.
4. Л. Кривский, Ю. И. Нешпор. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 36, 98.
5. H. H. Malitson, W. C. Erickson. *Astrophys. J.*, 1966, 144, 337.
6. J. P. Wild, K. V. Sheridan, G. H. Trent. *Paris Simp. on Radio Astr.*, Stanf. Univ. Press, 1959, p. 203.
7. Солнечные данные, 1966, № 7.
8. *Compilations of Solar geophysical Data*, Boulder, Aug. 1966.
9. M. R. Kundu. *Paris Simp. on Radio Astr.*, Stanf. Univ. Press, 1959, p. 222 (Радиоастрономия. ИЖ, 1961, стр. 219).
10. G. B. Gelfreich, V. N. Iksanova, N. L. Kaidanovskii, N. S. Soboleva, G. M. Timofeeva, V. N. Umetskii. *Paris Simp. on Radio Astr.*, Stanf. Univ. Press, 1959, p. 218 (Радиоастрономия. ИЖ, 1961, стр. 215).
11. А. П. Молчанов. Солнечные данные, 1962, № 2, 53.
12. Г. Смит, Э. Смит. Солнечные вспышки. М., изд-во «Мир», 1966.
13. H. W. Dodson, E. R. Hedeman, A. E. Covington. *Astrophys. J.*, 1954, 119, 541.
14. O. Hachenberg, A. Kruger. *J. Atm. Terr. Phys.*, 1959, 17, 20.
15. R. G. Giovanelli. *Austral. J. Phys.*, 1958, 2, 350.
16. Y. Ohman, G. Stiber, U. Kusoffsky. *Solar Phys.*, 1967, 1, 60.
17. A. E. Covington, H. W. Dodson. *J. Roy. Astron. Soc. Canada*, 1953, 47, 207.
18. T. Kakinuma, E. Hiei. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1960, 12, N 1, 117.
19. Ю. Ф. Юровский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40.
20. А. П. Молчанов. Изв. ГАО, 1964, 24, № 177, вып. 1, 38.
21. С. А. Каплан. Элементарная радиоастрономия. М., изд-во «Наука», 1966.
22. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1954, 12, 33.

ИЗМЕНЕНИЕ СО ВРЕМЕНЕМ ПОЛЯ
ФОТОСФЕРНЫХ СКОРОСТЕЙ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

С. И. Гонасюк, Л. Г. Карташова

Исследовался характер изменения со временем поля фотосферных скоростей в развитой активной области. Измерения лучевых скоростей выполнены на магнитографе в линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I.

Изучение материала позволило обнаружить два участка в активной области, в которых (в среднем по площади) наблюдались колебания скорости с периодом 8 час. Один из этих участков в течение всех дней наблюдений совпадал с сильными магнитными полями лидера, а второй — с магнитными полями хвостовых пятен. Колебания в области магнитных полей лидера были в противофазе с колебаниями в области хвостовых пятен.

TEMPORAL VARIATIONS OF THE PHOTOSPHERIC VELOCITY FIELD IN THE ACTIVE REGION, by S. I. Gopasyuk, L. G. Kartashova.— The peculiarities of temporal variations of the photospheric velocity field in a developed active region are examined. The recordings of radial velocities were obtained with the magnetograph in Fe I line $\lambda 5250 \text{ \AA}$.

Two domains with 8 hour oscillations of velocity were found in the active region. During all the observations one of these domains coincided with high magnetic field strength of the leading spot and its vicinity, while the other one coincided with high magnetic field strength of all the other spots of the active region. The oscillations of velocity in both domains were in the opposite phase to each other.

В активных областях имеются как большие, так и малые по размерам районы подъема и опускания газа. Малые районы неустойчивы: они иногда смещаются, пропадают или на их месте возникают движения с обратным знаком скоростей [1—5]. Большие районы, напротив, устойчивы и прослеживаются в течение нескольких дней, хотя величина самой скорости может меняться значительно. Согласно [5], изменение скорости проявляется как результат наложения возмущений на средние значения скоростей. Величина возмущений скорости может достигать до $\pm 1 \text{ км/сек}$.

Здесь нами изучается именно эта быстроменяющаяся составляющая лучевой скорости на уровне фотосферы в развитой активной области. Для этого мы используем фотоэлектрические измерения на магнитографе [6] лучевой составляющей фотосферных скоростей, яркостей и магнитных полей в большой развитой активной области 2, 3, 5—7.IX 1961 г. Центр активной области 2.IX находился на 30° E , а 7.IX — на 42° W от центрального меридиана. Измерения магнитных полей и лучевых скоростей велись по линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I, а яркостей — в непрерывном спектре. Магнитные поля и лучевые скорости этой активной области изучались неоднократно [5, 7—12].

При наблюдениях изображение Солнца сканировалось вдоль суточной параллели со скоростью $2'',3$ в секунду времени при расстоянии между центрами разрезов $6'',7$. Ширина и высота входной щели спектрографа

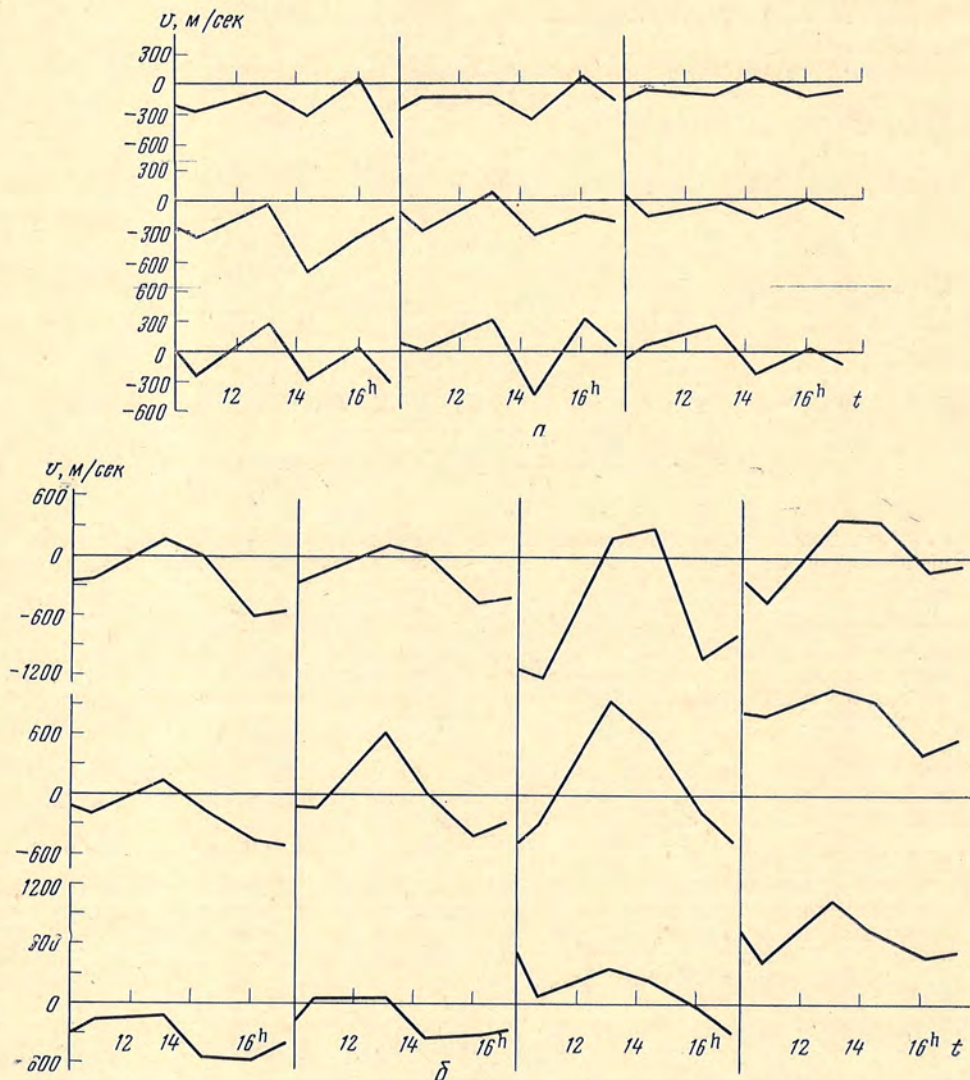


Рис. 1. Примеры изменения скорости со временем в отдельных точках, отстоящих друг от друга по горизонтали на $13^{\circ}4'$, а по вертикали на $6^{\circ}7'$, в двух участках активной области по записям 3.IX 1961 г.

Горизонтальные линии соответствуют значениям скорости $v = 0$. а — в местах слабых магнитных полей; б — в районе хвостовых пятен

были выбраны соответственно 0,15 и 1 мм при диаметре изображения Солнца 20 см. За пять дней наблюдений было получено 35 серий записей лучевых скоростей и яркостей активной области одновременно с записью продольной составляющей магнитного поля. Для каждого дня мы имели от 6 до 9 серий записей, соответствующих 6—7 час. наблюдений. Калибровка лучевых скоростей выполнена по записям сигнала от восточного и западного краев Солнца. Нулевая линия локальных лучевых скоростей проведена, согласно [13], с точностью ± 40 м/сек. Шумы лучевых скоростей обусловлены в основном движениями воздуха в спектрографе и достигают ± 80 м/сек.

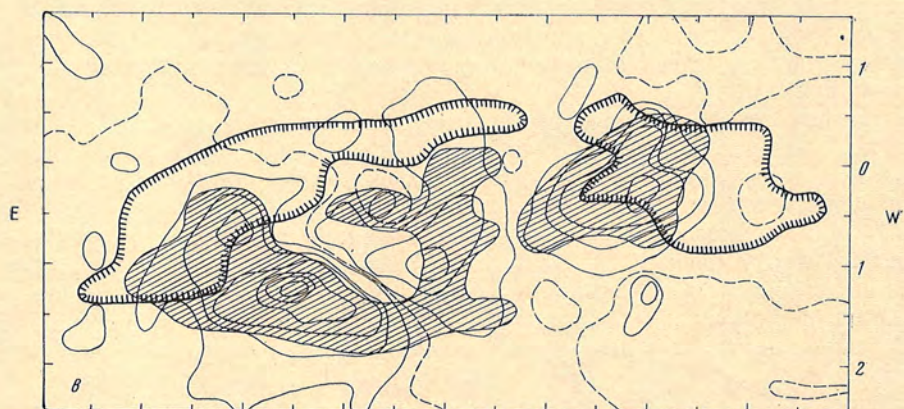
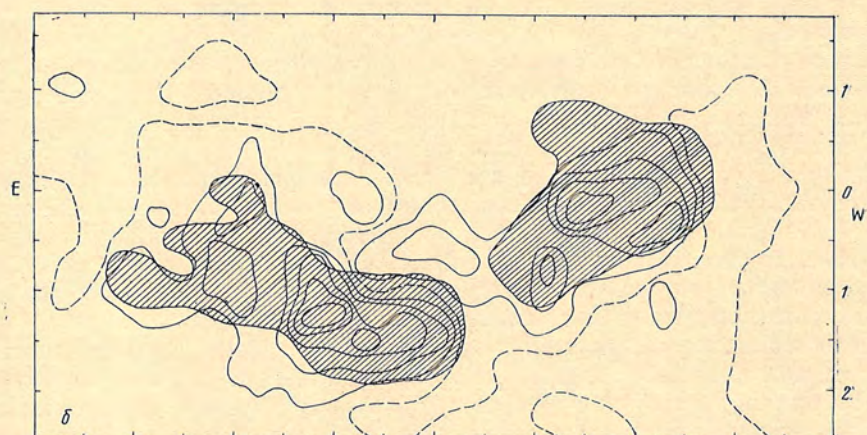
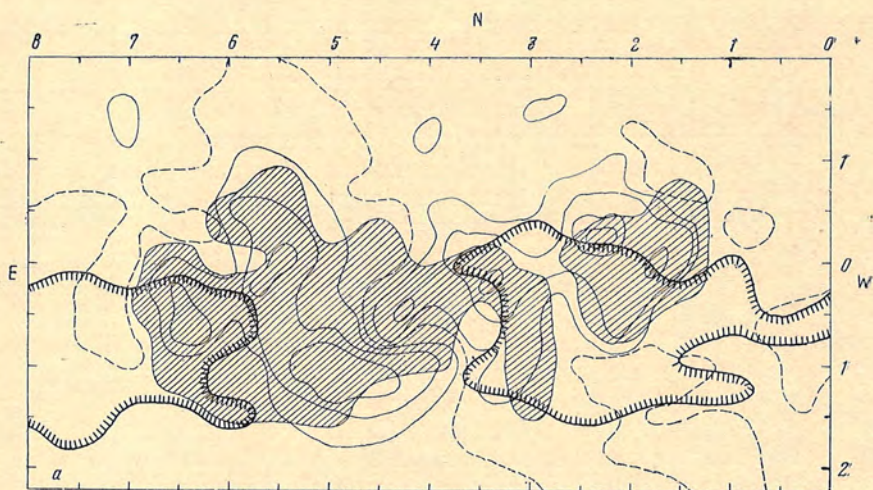
Ввиду того, что повторное сканирование одного и того же разреза на солнечном диске практически невозможно, совмещались все имевшиеся на данный день серии записей. Для этой цели использовались записи ярко-

стей в непрерывном спектре, которые позволили совместить записи лучевых скоростей с точностью $\pm 3''$, а иногда и точнее. Затем по всем записям для каждого дня строились зависимости скорости v от времени t во всех точках активной области, отстоящих друг от друга по вертикали и горизонтали (вдоль суточной параллели) на $6'', 7$. В тех местах, где скорость менялась скачком, расстояние между точками по горизонтали уменьшалось. Такие зависимости v от t были построены для каждого дня наблюдений. Они позволили проследить характер изменения скорости за время наблюдений в любом участке активной области. В качестве примера на фиг. 1, а, б приведены зависимости v от t в двух небольших участках активной области по наблюдениям 3.IX 1961 г. В частности, из полученных зависимостей v от t можно видеть, что в одних точках активной области значение скорости в течение дня (с интервалом между наблюдениями 30—40^m) колеблется около некоторого среднего значения (фиг. 1, а), в других скорость в течение дня меняется плавно. Сначала она (по абсолютной величине) может возрастать до максимального значения, а затем уменьшаться до своей первоначальной величины (фиг. 1, б). Имеются также точки, в которых скорости сначала плавно убывали, а затем увеличивались. Величина, на которую изменяется скорость в данной точке по наблюдениям в отдельные дни, может достигать 2 км/сек. При этом во многих местах скорость меняет свой знак иногда несколько раз в течение 6—7 час. наблюдений, что согласуется с результатами, приведенными в [1—5].

Величина скоростей и изменение их со временем полностью одинаковы только для очень близких точек. В двух точках, отстоящих друг от друга на $6'', 7$, скорости изменяются со временем в общем одинаково, но в деталях имеются различия. С увеличением расстояния между точками различие в изменении скоростей со временем возрастает иногда настолько сильно, что кривые типа фиг. 1 становятся совершенно непохожими. Это свидетельствует о том, что мы переходим от участка активной области с одним видом движений к участку с другим. Размеры участков, в которых средний ход скорости примерно одинаков, могут быть большими. Они иногда по площади составляют примерно $1/5$ всей активной области и включают в себя как районы подъема, так и опускания газа.

На основании зависимостей v от t были построены карты разностей лучевых скоростей $\Delta v = v(t_i) - v(t_k)$ (всегда $t_i > t_k$). Разности скоростей Δv брались алгебраически. Положительному значению Δv соответствует увеличение со временем скорости подъема газа и уменьшение скорости опускания газа. Это равносильно введению системы координат, в которой поднимающийся газ имеет положительную скорость, а опускающийся — отрицательную. Тогда $\Delta v > 0$ означает, что газ движется с положительным ускорением, а $\Delta v < 0$ — с отрицательным независимо от знака скорости. Последнее позволило по общему ходу v от t (независимо от знака скорости) разделить всю активную область на отдельные участки. Внутри каждого из участков скорость в течение дня изменялась примерно одинаково.

Такое разбиение активной области на отдельные участки было сделано для всех дней наблюдений. В результате оказалось, что наиболее устойчивыми были два участка, внутри которых скорость менялась со временем плавно. Хотя эти участки заметно меняли форму и размеры, тем не менее они прослеживались в течение всех дней наблюдений. Сопоставление с картами продольных магнитных полей показало, что один из этих участков все время совпадал с магнитным полем пятна-лидера, а второй — с магнитным полем хвостовых пятен. Остальные участки, внутри которых обнаруживались колебания скорости около некоторого среднего значения при частоте записей (30—40^m), менее устойчивы. В лучшем случае они прослеживались в течение двух дней. Их связь с магнитным полем менее тесная, хотя они иногда частично совпадали с устойчивыми участками.



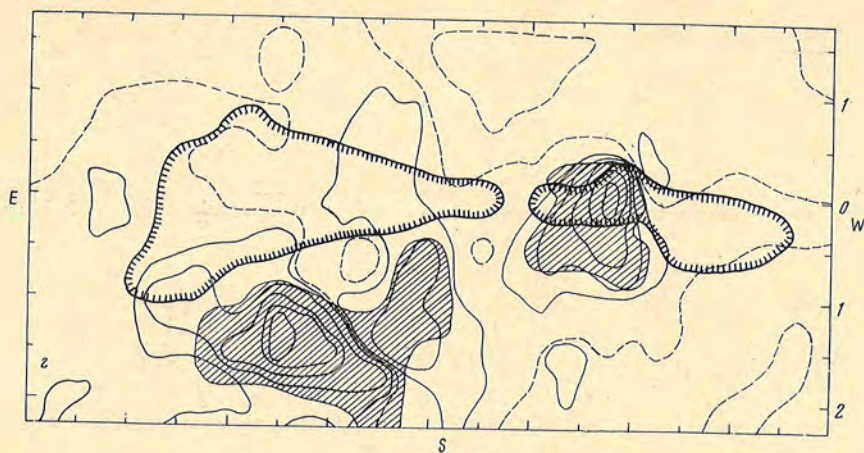


Рис. 2. Расположение участков с наиболее характерным изменением скорости относительно магнитного поля

Штриховая линия соответствует $H_{\parallel} = 0$, сплошными линиями проведены изогауссы через 460 гс. Участки с «8-часовым периодом» колебаний скорости заштрихованы. Наиболее устойчивые участки с более частым изменением скорости обведены контурной линией и нормальными к ней штрихами.

Масштаб: 1 дел. = 20 000 км.

a — 2.IX 1961 г.; б — 3.IX; в — 5.IX; г — 6.IX

Это очень хорошо видно из фиг. 2, где на картах продольного магнитного поля 2, 3.IX и 5, 6.IX отмечены наиболее характерные участки. Оба устойчивых участка, совпадающие с полем лидера и полем хвостовых пятен, заштрихованы. Менее устойчивые участки обведены контурной линией с нормальными к ней штрихами. Быстрые изменения скорости со временем характерны для активной области вообще. Они имеются во всей активной области, включая и устойчивые участки (налагаются на них). Это хорошо видно из фиг. 1 и 3, а также при рассмотрении карт разностей Δv , построенных по соседним записям, интервал времени между которыми 30—40 м. Так, из карт разностей Δv можно видеть, что размеры участков, в которых газ движется с одним знаком ускорения (одинаковый знак Δv), иногда составляют 80% площади всей активной области. Через некоторое время характер движения по знаку ускорения сменяется на обратный. Причем знак ускорения не зависит от знака скорости (подъема, опускания) вещества. В отдельных местах активной области среднее за $\Delta t = 30 \div 40$ м ускорение может составлять $\pm 0,52$ м/сек².

В любой из областей с одним знаком ускорения, как правило, имеется несколько центров с максимальным значением Δv . Места с максимальным значением Δv — центры, они наиболее устойчивы и имеют тенденцию примерно сохранять свое положение. Не все центры живут одинаково долго. Одни исчезают в следующие же моменты времени, другие — то исчезают, то появляются вновь, иные же существуют в течение целого дня. Исчезновение или появление такого центра — холма, собственно, и проявляется как изменение участка, в котором имеется один знак ускорения газа.

Со временем картина меняется, часто существенно. Одни участки увеличиваются в размере за счет присоединения к ним соседних, в которых скорость начинает изменяться в том же направлении, как и в первом. Другие участки соответственно уменьшаются вследствие отделения от них частей, которые затем либо существуют самостоятельно, либо сливаются с соседними. Несмотря на то что участки непрерывно изменяются и деформируются, тем не менее в некоторых из них можно выделить места с примерно одинаковым характером изменения скорости в течение дня.

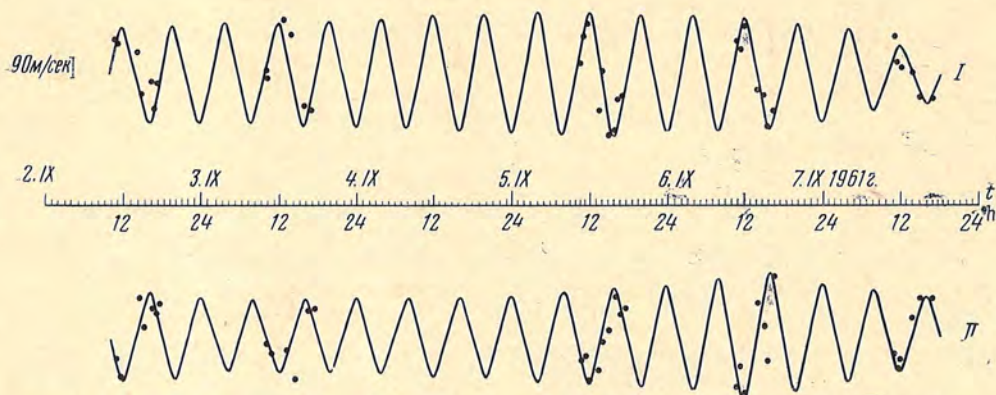


Рис. 3. Характер изменения скорости со 2 по 7.IX 1961 г. внутри участков, заштрихованных на фиг. 2

Точками отмечены наблюдаемые изменения скорости. Сплошной линией проведена синусоида с периодом, равным 8 час. Слева в углу дан масштаб скорости. Кривая I — для участка, включающего хвостовые пятна, кривая II — для района лидера

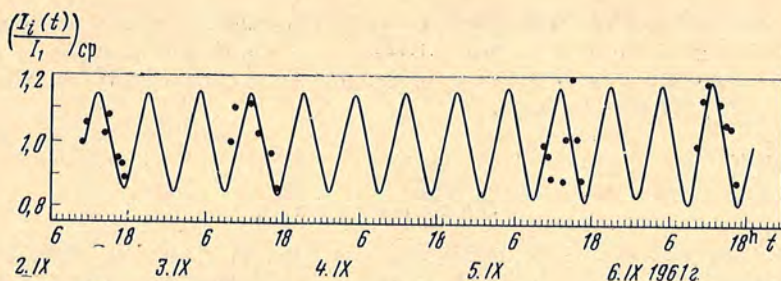
Как правило, в таких участках скорость изменяется синхронно в большинстве точек. Среди них особенно большие участки отмечены контурной линией на фиг. 2. Положение этих участков, как уже упоминалось, не зависит от магнитного поля.

Для более детального изучения характера изменения скоростей мы проводили подсчеты средних отдельно по участкам с $\Delta v > 0$ и $\Delta v < 0$ значений Δv . Подсчеты показали, что $\overline{\Delta v} > 0$ и $\overline{\Delta v} < 0$ по абсолютной величине изменяются со временем в противофазе. Так, при уменьшении $\overline{\Delta v} > 0$ обычно наблюдается увеличение $\overline{\Delta v} < 0$ на данном интервале времени, и наоборот. В среднем изменение $\overline{\Delta v}$ здесь составляет около 100 м/сек. Кроме того, увеличение или уменьшение $\overline{\Delta v}$ того или другого знака, как правило, сопровождается соответственно увеличением или уменьшением площади, на которой это изменение $\overline{\Delta v}$ произошло.

Помимо того, по картам разностей Δv мы находили среднее алгебраическое значение $\overline{\Delta v}$ внутри каждого из заштрихованных на фиг. 2 участков. Результаты вычислений $\overline{\Delta v}$ за каждый день были представлены в виде графиков для участка, совпадающего с магнитным полем лидера, и отдельно для участка, совпадающего с магнитным полем хвостовых пятен. Полученные зависимости показали вполне определенную закономерность, которую мы попытались описать периодическими движениями. С этой целью мы расположили найденные для каждого дня зависимости вдоль оси времени t . Затем методом подбора провели синусоиды через ряды наблюдений за все дни.

Результаты представлены на фиг. 3, из которой видно, что амплитуды средних значений $\overline{\Delta v}$ менялись ото дня ко дню для обоих участков. Поэтому при проведении синусоид на фиг. 3 нам пришлось соответственно менять амплитуды. Подогнанные таким образом синусоиды, как следует из фиг. 3, довольно неплохо проходят через средние значения всего ряда наблюдений каждого из участков со 2.IX по 7.IX. Наименьшее в среднем значение изменения скорости равно 270 м/сек, а наибольшее ее значение — 580 м/сек. Периоды обеих синусоид оказались одинаковыми и равными 8 час. Обращает также на себя внимание тот факт, что синусоиды для обоих участков находятся по отношению друг к другу в противофазе.

Итак, мы можем заключить, что в местах сильных магнитных полей



Фиг. 4. Изменение со временем средней (по четырем пятнам) яркости в центре пятна со 2 по 6.IX 1961 г.

Точками отмечены наблюдаемые значения яркостей. Сплошной линией проведена синусоида с периодом, равным 8 час.

лидера и хвостовых пятен наблюдаются колебания скорости с периодом, близким к 8 час. В области лидера и его окрестностях колебания происходят в противофазе по отношению к тем, которые имеются в области хвостовых пятен.

Далее по записям яркостей были выбраны четыре пятна. Это лидер и хвостовые пятна, которые на записях выглядели как изолированные. По ним устанавливалось изменение яркости со временем. Для этого по всем сериям записей определялись яркости в центрах выбранных пятен. Ради удобства яркость каждого пятна выражалась в единицах яркости, которую оно имело в момент первой записи соответствующего дня. Из полученных данных можно видеть, что в течение дня яркость изменялась во всех пятнах примерно одинаково (синхронно). Мы их усреднили по всем пятнам. Результаты усреднений представлены на фиг. 4, на которой также приведена синусоида с периодом, равным 8 час. Но для того, чтобы синусоида наилучшим образом проходила через наблюдаемые значения яркостей, ее пришлось сдвинуть по оси времени на 1,5 часа вправо относительно синусоиды (кривая 1) на фиг. 3. Таким образом, из фиг. 4 следует, что и наблюдаемые изменения яркости, за исключением 5.IX, когда яркость изменялась в противофазе относительно ее общего хода в другие дни, также описываются синусоидой того же периода, что и изменения скорости, но сдвинутой по фазе примерно на -67° . Это говорит о том, что одновременно с колебаниями скорости в участках, совпадающих с сильными магнитными полями пятен, наблюдаются и колебания яркости в самих пятнах. Периоды колебаний яркости и скорости близки и составляют примерно 8 час. Сравнение фиг. 3 и 4 показывает, что амплитуда изменения скорости тем больше, чем больше изменение яркости в течение дня. Так что замеченные нами колебания скорости аналогично 5-минутным [14, 15] связаны с колебаниями яркости.

Для 8-часовых колебаний самое примечательное то, что синусоиды, описывающие изменения яркости и скорости, сдвинуты по времени относительно друг друга. Этот сдвиг в первую очередь говорит в пользу того, что 8-часовые колебания скорости и яркости имеют солнечное происхождение, а не являются результатом атмосферных и аппаратурных изменений. Еще одним доводом в пользу солнечного происхождения 8-часовых колебаний служит и то, что ежедневно наблюдалось изменение знака скорости внутри участков с этими колебаниями. В то же время в соседних точках знак скорости не изменялся, хотя ход самой скорости был такой же. Конечно, влияние изменения атмосферных условий на изменение величины яркости и скорости не исключено. Но оно, по-видимому, в данном случае не является определяющим, ибо изменением атмосферных условий

невозможно объяснить перемену знака скоростей, а также наблюдаемый сдвиг колебаний скорости относительно колебаний яркости.

В заключение приносим свою благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение работы.

Май 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 25, 154.
2. Г. Я. Васильева, Г. Ф. Вяльшин. Солнечные данные, 1962, № 2, 58.
3. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 14.
4. Г. Ф. Вяльшин, В. А. Крат. Изв. ГАО, 1965, 24, № 178, 26.
5. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 65.
6. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, 3.
7. В. Е. Степанов, С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 194.
8. Г. В. Куклин, В. Е. Степанов. Солнечные данные, 1963, № 1, 55.
9. Г. В. Куклин, В. Е. Степанов. Солнечные данные, 1963, № 2, 43.
10. Г. В. Куклин. Солнечные данные, 1964, № 8, 45.
11. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 100.
12. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 34, 288.
13. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 148.
14. J. W. Evans, P. Main, R. Michard, R. Servajen. Astrophys. J., 1962, 136, 682.
15. R. W. Noyes, R. B. Leighton. Astrophys. J., 1963, 138, 631.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ
УНИПОЛЯРНОГО СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА

В. А. Котов

В большом униполярном пятне получены фотоэлектрические записи полного вектора $\mathbf{H}$ одновременно в двух линиях $\lambda 4808$ Fe I и $\lambda 6102,7$ Ca I, а также $H_{\parallel}$ в линии H_{α} . Продольное поле в хромосфере сравнимо с фотосферным. В очень малой центральной области размером порядка секунды дуги вектор $\mathbf{H}$ вертикален на обоих фотосферных уровнях. Отмечено появление большого $H_{\perp}$ внутри пятна и сильное (до 90°) изменение ориентации $H_{\perp}$ с глубиной в некоторых участках пятна. Заметная азимутальная составляющая на обоих уровнях указывает на закрученность поля по часовой стрелке. Градиент $\partial H_{\parallel} / \partial z$, найденный из уравнения $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$, в центре пятна составляет около $0,6$ гс/км. Анализ градиентов показывает, что, видимо, лучше всего наблюдениям соответствуют прозрачные модели пятна. Плотность вертикального электрического тока $j_z \sim 10^3 - 10^4$ CGSE. В среднем значения j_z на более низком уровне $\lambda 4808$ вдвое больше, чем на верхнем уровне $\lambda 6102,7$. Полные токи, текущие вверх и вниз, компенсируют друг друга на обоих уровнях. Поперечный ток ($j_{\perp} \sim 10^4$ CGSE) течет в основном перпендикулярно $\mathbf{H}_{\perp}$. Электромагнитная сила $\mathbf{f} = \mathbf{j} \times \mathbf{H}/c$ сравнима в модели пятна Мишара с гравитацией и составляет примерно 10^{-3} CGSE. В горизонтальной плоскости существует сдвиговое напряжение, направленное главным образом по долготе. В пятне преобладает сила f_z , направленная вниз, чему соответствует преимущественное опускание газа, наблюдавшееся по линии $\lambda 6102,7$.

THE MAGNETIC FIELD AND ELECTRIC CURRENTS OF THE UNIPOLAR SUNSPOT, by V. A. Kotov. — The photoelectric recordings of the total field vector $\mathbf{H}$ in the large unipolar sunspot were made simultaneously in the $\lambda 4808$ Fe I and $\lambda 6102,7$ Ca I lines, and $H_{\parallel}$ field was obtained in H_{α} . The chromospheric longitudinal field $H_{\parallel}$ is comparable with the photospheric value. The magnetic vector $\mathbf{H}$ is vertical at both photospheric levels ($\lambda 4808$ and $\lambda 6102,7$) in very little central region, which has the size of the order of a second of arc. The presence of a strong $H_{\perp}$ field within the spot and the great (up to 90°) change of vector $H_{\perp}$ orientation with depth in some parts of the spot are noted. An essential azimuth component at both levels shows a clockwise twist of the field.

The gradient $\partial H_{\parallel} / \partial z$ determined from the equation $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$ is equal to $\sim 0,6$ gs/km in the spot middle. An analysis of gradients shows that observation apparently corresponds to the transparent spot models best of all. The vertical electric current density is $j_z \sim 10^3 - 10^4$ CGSE. The mean quantity of j_z at the lower level $\lambda 4808$ is twice as much as that at the upper level $\lambda 6102,7$. The total currents directed upwards and downwards compensate each other at both levels. The transversal current ($j_{\perp} \sim 10^4$ CGSE) is mainly perpendicular to the vector $\mathbf{H}_{\perp}$. The electromagnetic force $\mathbf{f} = \mathbf{j} \times \mathbf{H}/c$ in the spot on Michard's model is comparable with gravitation and equal to $\sim 10^{-3}$ CGSE. There is a displacement strain directed mainly along the longitude in the horizontal plane. The force f_z directed downwards prevails in the spot and it is accompanied by the principal fall of the matter observed in the line $\lambda 6102,7$.

Простая классическая модель, представляющая магнитное поле пятна в виде веера расходящихся силовых линий, как это имеет место у соленида, уже не вполне удовлетворяет данным современных наблюдений.

Хотя строение магнитного поля пятен еще далеко не выяснено, такие факты, как появление зеемановского триплетного расщепления спектральных линий в ядрах некоторых пятен [1, 2], интерпретируемое многими авторами как свидетельство существования в ядрах таких пятен сильного поперечного поля [3, 4], наблюдаемая иногда вихревая структура магнитных силовых линий [5—7], эффект вращения вектора поперечного магнитного поля $\mathbf{H}_\perp$ с глубиной [8, 9], указывают на большую сложность магнитной конфигурации пятен и значительную искривленность магнитных силовых линий.

Вместе с тем становится все более ясным, что магнитное поле пятен обладает резко выраженной тонкой структурой не только вдоль поверхности Солнца, но также и по глубине. А. Б. Северный [3] указывает на исключительно важную связь расположения вспышек с областями скрещивания поперечных полей различных направлений, подтвержденную недавними исследованиями [10]. Отмечается существование в активных областях участков, где вектор $\mathbf{H}_\perp$ очень сильно меняется как по величине, так и по направлению. Часто можно видеть, как вектор $\mathbf{H}_\perp$ меняет свою ориентацию на 90 — 180° уже на расстоянии порядка нескольких секунд дуги, что предполагает большую величину градиентов магнитного поля, определяющих электрические токи в пятнах ($\sim 10^{11}$ а [11]).

Установлению конфигурации магнитного поля пятен посвящено много работ как наблюдательного, так и теоретического характера. Однако большинство данных наблюдений получено при измерениях или одной продольной компоненты $H_\parallel$, или полного вектора $\mathbf{H}$, но относящегося лишь к одному определенному уровню в атмосфере пятна. Данные о полном векторе $\mathbf{H}$ на разных уровнях были крайне недостаточны, что не позволяло сделать выводы о градиентах магнитного поля и поперечных электрических токах в пятнах, а также ответить на вопрос, является ли поле пятна бессиловым. Большие возможности в этом отношении предоставляет крымский двухканальный магнитограф [12], позволяющий регистрировать по двум спектральным линиям полный вектор $\mathbf{H}$ одновременно на двух различных уровнях в солнечной атмосфере.

§ 1. Материал наблюдений. Калибровка записей магнитного поля

Для детального изучения пространственной конфигурации магнитного поля в атмосфере Солнца обычно используются спектральные линии различной интенсивности (т. е. образующиеся на различных глубинах), выбор которых определяется следующими характеристиками: 1) нормальным зеемановским триплетом; 2) высоким фактором Ланде; 3) отсутствием блендов; 4) спектральной областью; 5) эффективной глубиной образования в солнечной атмосфере. С учетом этих критериев были выбраны две фотосферные линии: $\lambda 4808,16$ Fe I ($g = 4/3$) и $\lambda 6102,73$ Ca I ($g = 2,0$) с роуландовскими интенсивностями в фотосфере 0 и 9 соответственно, а также хромосферная линия H_α ($g = 1,14$). Обе фотосферные линии дают в магнитном поле нормальный триплет Зеемана и позволяют делать фотоэлектрические записи сигналов всех трех компонент поля: $\delta_\parallel$, $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$. Продольное поле в хромосфере уверенно регистрируется по линии H_α , хотя к записям поля в активных областях по H_α следует подходить с большой осторожностью вследствие эмиссии в ядре линии. Поскольку все три выбранные линии не обладают очень большой магнитной чувствительностью, они удобны для измерения сильных магнитных полей в пятнах.

Важную проблему при интерпретации фотоэлектрических регистраций магнитного поля представляет определение эффективной глубины образования тех участков контура спектральной линии, в которых производятся измерения. Все наиболее пригодные для записи магнитного поля спектральные линии являются линиями средней интенсивности и обра-

зуются в тонком фотосферном слое толщиной всего около 200 км. Поэтому вследствие невысокой величины применяемого разрешения вдоль поверхности Солнца желательнее также измерять магнитное поле на уровнях, достаточно далеко отстоящих друг от друга в солнечной атмосфере, чтобы уменьшить относительную ошибку в определении расстояния между уровнями.

Эффективные глубины в нашем случае относятся к участкам максимальной крутизны контуров, где устанавливались щели фотометров. Параметры, характеризующие используемые линии и установку щелей фотометров, приведены в табл. 1, где g — фактор Ланде, R — роуландовская интенсивность, $\Delta\lambda_{1/2}$ — полная полуширина линии, $\Delta\lambda$ — расстояние между центром линии и серединой щели фотометра, $\delta\lambda$ — ширина щелей, h — высота уровня.

Таблица 1

Линия	g	$g\lambda^2 \cdot 10^{10}$	R		$\Delta\lambda_{1/2}$, Å	$\Delta\lambda$, Å	$\delta\lambda$, Å	h , км
			⊙	пятно				
6563 H I	1,14	49			1,42	0,35	0,28	3500
6102,7 Ca I	2,0	74	9	25	0,18	0,090	0,097	168
4808 Fe I	4/3	31	0	1	0,09	0,056	0,048	—4

Недавно эффективные высоты формирования некоторых фотосферных линий в участках контуров, где обычно измеряется магнитное поле на крымском магнитографе, были рассчитаны в [13]. Согласно этим расчетам, имеем для используемых здесь линий: $h_1 = -4$ км ($\lambda 4808$) и $h_2 = 168$ км ($\lambda 6102,7$). Высоты отсчитываются от уровня, где оптическая толща в непрерывном спектре $\tau_0 = 1$, причем высота уровня $\tau_0 = 0$ составляет 635 км. Высота образования тех точек контура H_α , где измерялось магнитное поле ($\Delta\lambda = 0,35$ Å), равна примерно 3500 км [12].

Материал наблюдений относится к большому одиночному пятну (площадь $383 \cdot 10^{-6}$ полусферы), имевшему близкие к круговой формы тени и полутени. Это было долгоживущее пятно южной полярности ($H = 3300$ гс по «Солнечным данным»), наблюдавшееся с августа 1966 по январь 1967 г. на протяжении пяти солнечных оборотов (137 дней). 17.X 1966 г. (во время третьего прохождения пятна через видимый диск Солнца) на крымском магнитографе были получены записи продольных ($\delta_{||}$) и поперечных ($\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$) сигналов магнитного поля в этом пятне одновременно в двух линиях: $\lambda 6102,7$ и $\lambda 4808$ (вся запись продолжалась 2 часа). Затем было записано продольное поле также в линии H_α . Регистрировались лучевые скорости (при записи $H_{||}$) и яркости в ядрах этих линий, а также интенсивность непрерывного спектра для исправления записей поля за изменение прозрачности земной атмосферы и яркости в пятне, поскольку компенсатор яркости не работал. С размером щели спектрографа $9'' \times 2'',5$ было произведено четыре последовательных сканирования области пятна со скоростью $1''$ за 1 сек. при постоянной времени $\tau = 2^s,5$. Использовались V ($\lambda 4808$), IV ($\lambda 6102,7$) и —I (H_α) порядки решеток спектрографа с соответствующими дисперсиями 0,11; 0,14 и 0,81 Å/мм.

Метод измерения напряженности различных составляющих магнитного поля и азимута χ поперечного поля подробно изложен в [6]. Следует сделать только несколько замечаний о принятой здесь калибровочной зависимости между сигналами магнитографа $\delta_{||}$, $\delta_{\perp}$ и истинными напряженностями поля $H_{||}$, $H_{\perp}$ для выбранных линий.

Сложность процедуры калибровки сигналов магнитографа связана не столько с практической стороной вопроса, сколько с удовлетворительно-

стью теоретических расчетов и корректностью теории образования линий поглощения в присутствии магнитного поля. Правильность последней до сих пор еще не была проверена по наблюдаемым контурам линий поглощения. Теоретические калибровочные кривые, построенные на основе теории Унно [14] и Степанова [15], значительно расходятся с эмпирической зависимостью [16], полученной путем непосредственного сравнения сигналов магнитографа с напряженностями поля, измеренными по величине расщепления визуально и фотографически в Крыму и в Медонской обсерватории.

Неадекватность теоретических расчетов заставляет исходить из эмпирической калибровочной зависимости, найденной в [16] для $\lambda 5250$. По-видимому, она в настоящее время наиболее надежна. При редуцировании калибровочных кривых [16] от линии $\lambda 5250$ к используемым здесь линиям необходимо учесть следующие факторы: 1) различную магнитную чувствительность ($g\lambda^2$); 2) различное для разных линий расстояние между щелями фотометра; 3) различие в доплеровском сдвиге линий $\Delta\lambda_c = \lambda v/c$ ($v = 1,8$ км/сек, c — скорость света) на краях диска Солнца, где производится запись калибровочного сигнала $E - W$.

Рассмотрим, как изменится калибровочная зависимость при переходе от одной спектральной линии (λ_1) к другой (λ_2). Пусть для определенности $\lambda_2 > \lambda_1$ и $g_1\lambda_1^2 > g_2\lambda_2^2$, причем дисперсия, пропускание оптики и усиление электросхемы одинаковы. Предположим также, что обе линии имеют один и тот же (гауссовский) профиль, но разные полуширины, причем пусть полуширина второй линии $D\lambda_2 > D\lambda_1$. Предположим далее, что расстояние между щелями для второй линии ($\Delta\lambda_2$) больше, чем для первой ($\Delta\lambda_1$), причем $\Delta\lambda_2/\Delta\lambda_1 = D\lambda_2/D\lambda_1$. Калибровочные зависимости магнитографа характеризуются наличием области насыщения, наступающей при напряженностях поля H_m , когда расщепление $\Delta\lambda_H$ примерно равно расстоянию от центра линии до середины щели фотометра. Отсюда ясно, что напряженность поля H_m , соответствующая области насыщения, определяется величиной $g\lambda^2$ и установкой щелей: чем больше расстояние между щелями, тем больше напряженность насыщения H_m . В нашем случае насыщение сигнала для второй линии по отношению к первой наступает при величине магнитного поля в $p = g_1\lambda_1^2\Delta\lambda_2/g_2\lambda_2^2\Delta\lambda_1$ раз большей. Учитывая это, горизонтальный масштаб (по оси $H_{\parallel, \perp}$) калибровочных кривых в [16] при переходе от $\lambda 5250$ к другим линиям следует увеличить в p раз.

Таким образом, при равных ширинах щелей $\delta\lambda_1 = \delta\lambda_2$ сигнал поля $\delta_{\parallel, \perp}$ во второй линии будет расти с увеличением поля $H_{\parallel, \perp}$ медленнее, чем в первой (вследствие меньшей крутизны контура и меньшего фактора $g\lambda^2$). По этой же причине калибровочный сигнал $E - W$, регистрируемый по сдвигу линии на краях диска Солнца $\Delta\lambda_c = \lambda v/c$, для второй линии будет уменьшен по отношению к первой примерно в $q = \lambda_1 \Delta\lambda_2/\lambda_2 \Delta\lambda_1$ раз. Здесь отношение λ_1/λ_2 учитывает зависимость $\Delta\lambda_c$ от λ , множитель $\Delta\lambda_2/\Delta\lambda_1$ приближенно учитывает влияние крутизны контуров. Исходя из этого, вертикальный масштаб зависимости $\delta_{\parallel, \perp}/(E - W)$ от $H_{\parallel, \perp}$ необходимо увеличить примерно в q раз при переходе от $\lambda 5250$ к другой линии.

При регистрации магнитного поля без автоматической компенсации яркости связь между величиной калибровочного сигнала $E - W$ и соответствующим ему значением напряженности продольного магнитного поля для данной линии с фактором $g\lambda$ дается выражением

$$(E - W)[gc] = 800 \frac{(g\lambda)_{5250}}{g\lambda} \frac{a_c}{a_{\parallel}} \alpha,$$

где a_c , $a_{\parallel}$ — пропускания оптики при калибровке и регистрации $\delta_{\parallel}$; α — потемнение к краю диска Солнца. Все указанные величины даны в табл. 2.

Таблица 2

Линия	$\frac{g\lambda^2}{(g\lambda^2)_{5250}}$	p	q	$\frac{a_{\parallel}}{a_c}$	$\frac{a_{\parallel}}{a_{\perp}}$	α	$\frac{a_{\parallel}}{a_c} \cdot \frac{1}{\alpha}$	E-W, $^{\circ}$ с
H_{α}	0,593	9,88	4,68	2,18		0,67	3,26	517
6102,7	0,902	1,69	1,32	2,73	2,09	0,65	4,22	245
5250	1	1	1	2,48	2,26	0,60	4,15	193
4808	0,373	2,54	1,03	2,74	2,14	0,57	4,79	412

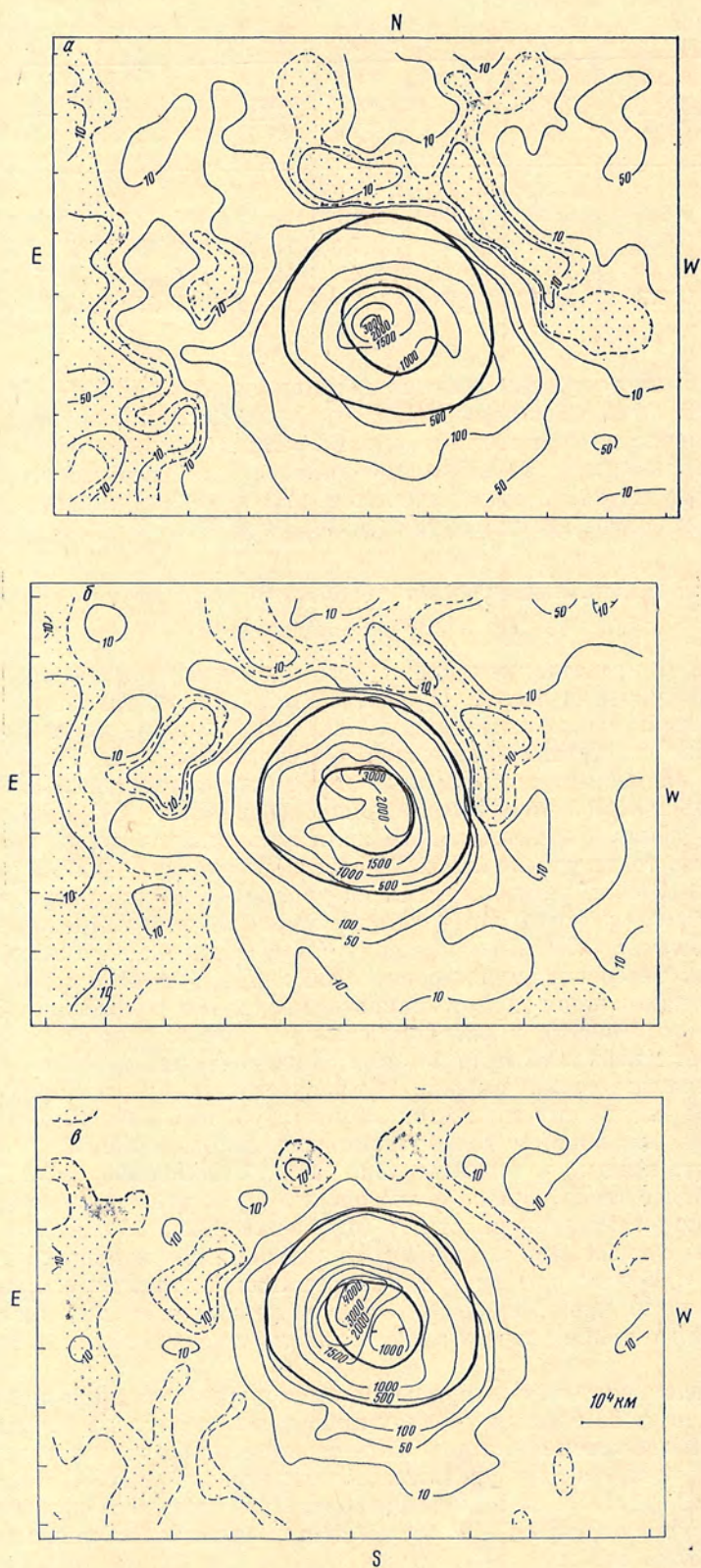
В итоге были построены рабочие графики зависимостей $\delta_{\parallel}$, $\delta_{\perp}$ от напряженностей магнитного поля $H_{\parallel}$, $H_{\perp}$ для выбранных спектральных линий. При определении магнитного поля в тени и полутени пятна сигналы $\delta_{\parallel}$, $\delta_{\perp 1,2}$ исправлялись за изменение яркости, для чего были построены карты изофот пятна. Эффект проекции отсутствовал, поскольку пятно находилось в центре диска Солнца ($\cos \theta = 0,993$).

§ 2. Конфигурация магнитного поля пятна на различных уровнях

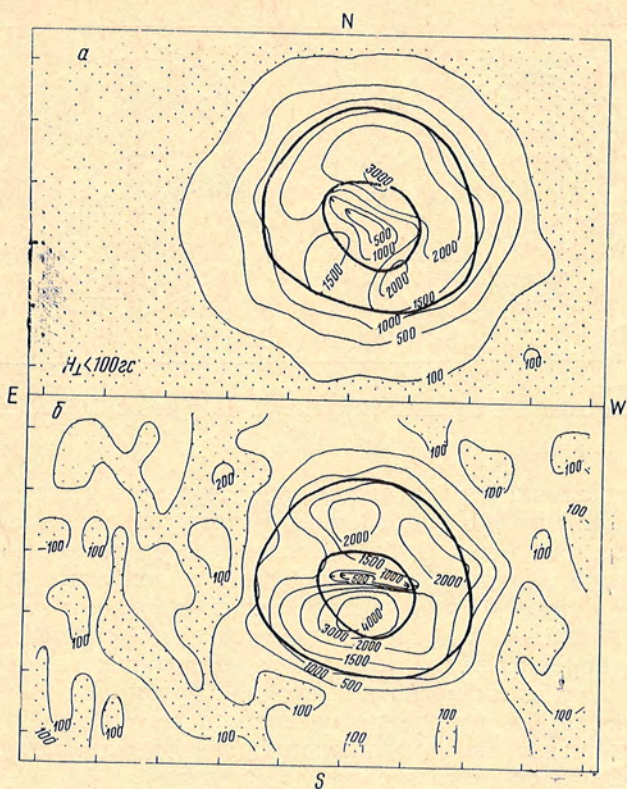
На фиг. 1 представлены карты распределения продольного магнитного поля на уровнях линий H_{α} , $\lambda 6102,7$ и $\lambda 4808$, построенные по сетке точек (масштаб: в одном делении 10 000 км). Жирной линией указаны контуры тени и полутени, штриховой — нулевая линия $H_{\parallel}$. Из рассмотрения карт видно, что в общем поле $H_{\parallel}$ распределено довольно симметрично, лишь в самой тени имеется ряд особенностей. Если на уровнях $\lambda 4808$ и H_{α} области максимального поля находятся к северо-востоку от центра пятна, то на уровне $\lambda 6102,7$ — к северо-западу. Минимум поля в ядре ($H_{\parallel} < 1000$ гс) резко выражен на уровне $\lambda 4808$; на более высоких уровнях в ядре имеются лишь заливы уменьшенной напряженности: к востоку от центра ($\lambda 6102,7$) и к западу (H_{α}). Наибольшего значения $H_{\parallel}$ достигает на более глубоком уровне $\lambda 4808$: $H_{\parallel \max} = 4100$ гс; на других уровнях максимальная напряженность несколько превышает 3000 гс.

Многие особенности в распределении $H_{\parallel}$ прослеживаются на всех трех уровнях с небольшими отличиями. Так, почти все области N -полярности (помечены точками на фиг. 1) присутствуют на всех трех картах. В восточной части карт находится широкая область N -полярности, где, по-видимому, замыкается часть магнитных силовых линий пятна. Характерно, что в ядре пятна изогaussы $H_{\parallel} \geq 1500$ гс на уровне H_{α} расположены более тесно, чем на более низких уровнях. Это, очевидно, связано с падением напряженности $H_{\parallel}$ и уменьшением магнитного потока в ядре пятна с высотой (см. ниже). В то же время для меньших напряженностей $H_{\parallel} < 500$ гс поле имеет более компактную структуру, более сжато к оси пятна на нижнем уровне ($\lambda 4808$), чем на верхних; при этом в хромосфере оно более плавно падает с расстоянием от центра пятна, чем в фотосфере.

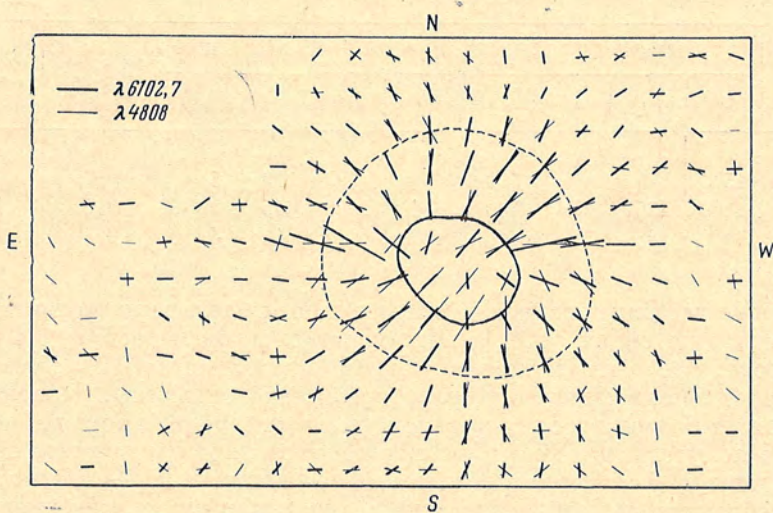
Карты распределения напряженности поперечного поля и азимутов вектора $H_{\perp}$ на фотосферных уровнях приведены на фиг. 2 и 3. Как видно, распределение величин $H_{\perp}$ существенно несимметрично относительно центра пятна и различно на двух уровнях. Если на уровне $\lambda 6102,7$ область максимальных $H_{\perp}$ (до 3000 гс) находится вблизи внутренней N -границы полутени, то на уровне $\lambda 4808$ — в южной части самой тени, причем поле $H_{\perp}$ было настолько сильным (~ 4000 гс), что сигнал магнитографа достигал насыщения даже в этой малочувствительной линии. Таким образом, вновь



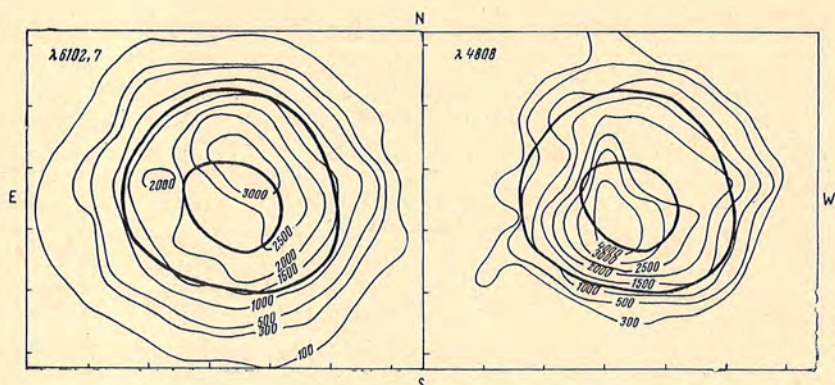
Фиг. 1. Карты продольного поля на уровнях H_α (а), $\lambda 6102,7$ (б), $\lambda 4808$ (е)



Фиг. 2. Карты напряженности поперечного поля
а — $\lambda 6102,7$; б — $\lambda 4808$



Фиг. 3. Распределение азимутов поперечного поля



Фиг. 4. Карты полной напряженности поля H на уровнях $\lambda 6102,7$ и $\lambda 4808$

подтверждается наличие весьма сильного поперечного поля в отдельных участках пятна [11], причем на более глубоком уровне поперечное поле в некоторых местах пятна (например, в южной части тени) больше, чем $H_{\perp}$ на верхнем уровне. Характерно, что области максимальных $H_{\parallel}$ на всех трех уровнях, а также области максимального полного поля H (фиг. 4) в фотосферных линиях не совпадают с центром пятна, а находятся вблизи края тени. Изменение их положения с высотой может служить свидетельством сильного изгибания магнитной силовой трубки с высотой. Однако следует заметить, что измерения магнитного поля в ядре пятна могут быть отягощены значительными ошибками, поэтому нельзя особенно доверять величинам, относящимся к самому ядру пятна.

Средние напряженности $H_{\parallel}$, $H_{\perp}$ и H (в $гс$) в области тени, полутени и в непосредственной близости от пятна, магнитный поток Φ и энергия магнитного поля W , а также минимальные регистрируемые напряженности поля (шумы) при записи $H_{\parallel}$ и $H_{\perp}$ в различных линиях приведены в табл. 3.

Таблица 3

Линии	Тень			Полутень			Вне пятна	Шум		$\Phi \cdot 10^{-21}$, $гс \cdot см^2$	$W \cdot 10^{-21}$, $гс^2 \cdot см^2$
	$H_{\parallel}$	$H_{\perp}$	H	$H_{\parallel}$	$H_{\perp}$	H	$H_{\parallel}$	$H_{\parallel}$	$H_{\perp}$		
H_{α}	1500			600			20	5		9,7	
6102,7	1900	1650	2700	730	1640	1830	15	3	50	9,9	1,96
4808	1900	2430	3270	600	1600	1670	10	4	100	8,3	2,21

Из данных таблицы следует, что продольное поле в тени пятна в среднем одинаково на обоих фотосферных уровнях и уменьшается до 1500 $гс$ в хромосфере. Это согласуется с выводом, сделанным в [17], о том, что магнитные поля в хромосфере и фотосфере бывают сравнимы. Поперечное поле в тени на более глубоком уровне заметно (в 1,5 раза) больше, чем на верхнем. В полутени поле в основном поперечное, причем на внешней границе полутени в фотосфере в среднем $H_{\parallel} \sim 150$ $гс$ и $H_{\perp} \sim 1000$ $гс$. На фиг. 2, б обращает на себя внимание резко выраженное ослабление $H_{\perp}$ в восточной части пятна, как раз там, где отмечено наиболее резкое изменение азимута χ с глубиной (см. ниже). Подобное ослабление $H_{\perp}$ заметно также в $\lambda 6102,7$ в SE-части пятна. В области тени на обоих уровнях имеются очень малые области минимальных значений $H_{\perp}$ — там магнитные силовые линии практически вертикальны. Таким образом, область

тени с чисто продольным полем занимает участок размером всего несколько секунд дуги. Аналогичный результат с помощью другой методики был недавно получен в [18]. В полутени в среднем наблюдается «магнитная инверсия» [17] продольного поля: увеличение, а затем спад $H_{\parallel}$ с высотой. Магнитный поток в пятне на всех трех уровнях в пределах точности измерений одинаков и составляет около 10^{22} мксв, что соответствует максимальным величинам потоков в пятнах, приводимым Степановым в [19]. Некоторое увеличение потока с высотой может быть с успехом объяснено неточностью калибровки и другими ошибками измерений. Энергия магнитного поля в слое толщиной Δh [см] равна

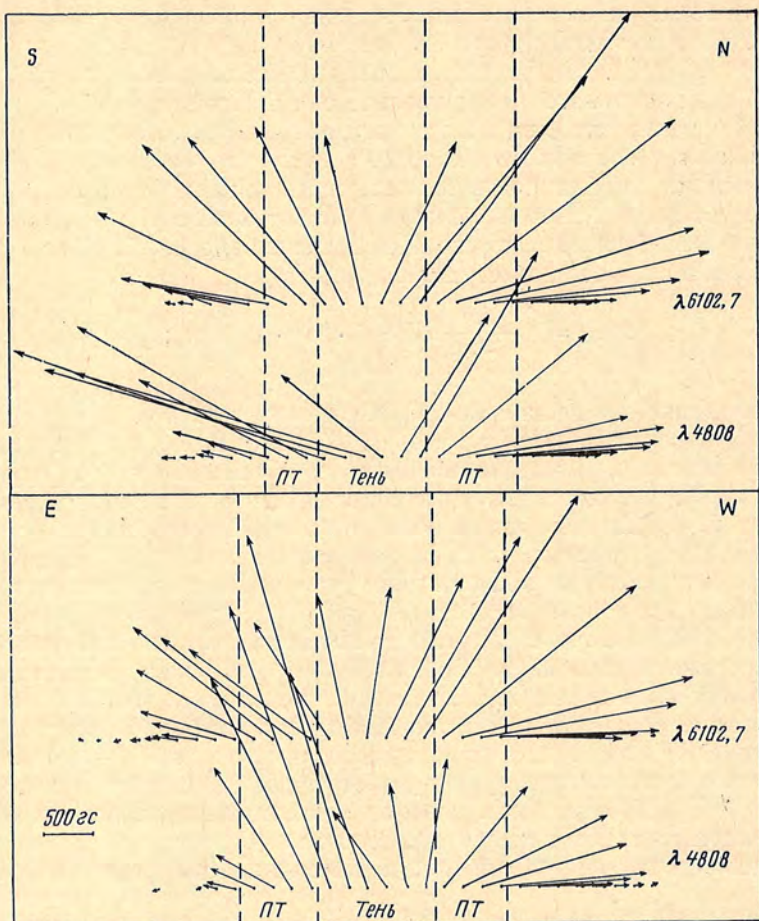
$$E_H = \int_V \frac{H^2}{8\pi} dV \sim 2 \cdot 10^{24} \cdot \Delta h [\text{эрг}];$$

на нижнем уровне она несколько больше, чем на верхнем.

Картина распределения азимутов $H_{\perp}$ (фиг. 3) на обоих уровнях в общем напоминает веер расходящихся силовых линий и сходна со структурой в области конца диполя. Магнитные силовые линии поперечного поля как бы исходят из одной очень малой области в центре пятна, как из радианта. Основным и наиболее интересным фактом здесь является наличие больших различий между азимутами $H_{\perp}$ на двух уровнях. Если в некоторых местах различие мало или совсем отсутствует, то имеются участки, где вектор $H_{\perp}$ на уровне $\lambda 6102,7$ повернут на углы до 90° по отношению к $H_{\perp}$ на уровне $\lambda 4808$. Особенно отчетливо эти особенности выражены в двух взаимно противоположных областях пятна: NE и SW. Это еще раз говорит о том, что магнитное поле может очень сильно меняться с глубиной, причем заметное вращение $H_{\perp}$ происходит уже на расстоянии около 100—200 км. Следует напомнить, что азимут χ поперечного поля определяется независимо от принятой калибровки поля, поэтому заключение о сильном вращении $H_{\perp}$ с глубиной, сделанное впервые Северным в [8], представляется весьма правдоподобным и очень ценным для выяснения структуры магнитного поля.

Все изложенное иллюстрируется фиг. 5, где изображены векторы полного поля H (в проекции на плоскости xz и yz) для двух фотосферных уровней вдоль двух наиболее характерных разрезов E — W и S — N, проведенных через центр пятна. (Оси x , y расположены в картинной плоскости, причем ось x ориентирована вдоль суточной параллели; ось z направлена вверх, к наблюдателю.) Для удобства построения и наглядности стрелки указывают направления, противоположные направлениям истинных магнитных силовых линий, — то, что было бы для пятна N -, а не S -полярности.

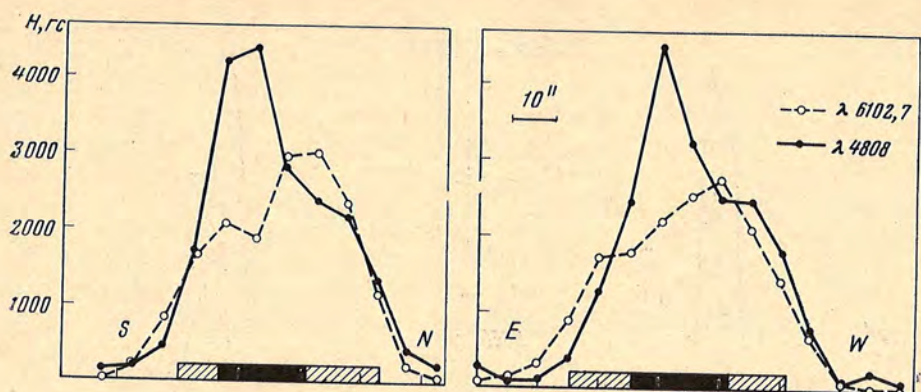
Картина векторов H на обоих уровнях в общем сходна с веером расходящихся силовых линий и легко объясняет тем самым общее падение напряженности полного поля H с высотой. В то же время резко выражена неоднородность в распределении как по глубине, так и вдоль разрезов и значительное различие между разрезами E — W и S — N. Особенно примечательна своим резко несимметричным видом структура H на нижнем уровне для разреза S — N. Вдоль этого разреза поле в основном поперечное и сильно прижато к горизонтальной плоскости. Максимальное поле сосредоточено в южной части пятна, достигая величины ~ 3500 гс. Резко отличается от этой картины разрез E — W, где в самом пятне преобладает продольная составляющая; в основном поле сосредоточено в восточной части пятна, достигая величины 3900 гс. На верхнем уровне поперечное поле не так сильно выражено и векторы H распределены более симметрично. На обоих уровнях вектор H перпендикулярен к горизонтальной плоскости лишь в очень узких областях пятна. В полутени пятна имеются участки, где поле в основном поперечное ($\gamma > 70^\circ$). На существование в полутени



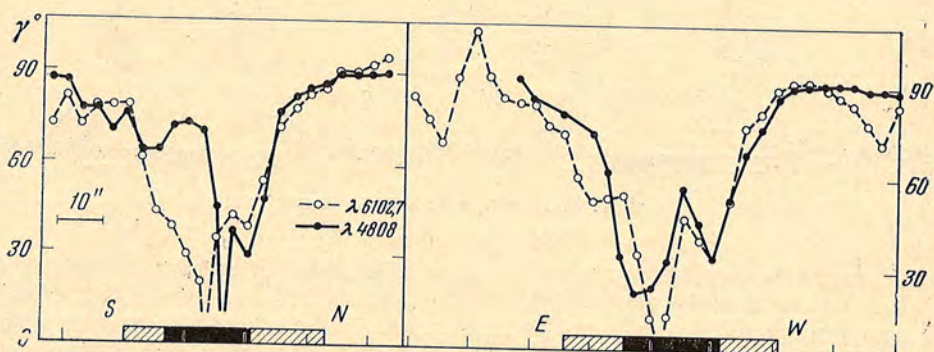
Фиг. 5. Диаграмма распределения векторов H в пятне

пятен отдельных жгутов чисто поперечного поля указывалось также Северным [20] и Ниши [21]. На внешнем краю полутени поле становится почти горизонтальным, что больше соответствует наблюдениям [21, 22], чем данным Бумбы [17], у которого $\gamma \approx 90^\circ$ достигается на расстоянии, равном 2,3 радиуса пятна.

На фиг. 6 показан ход абсолютной напряженности H в пятне для тех же двух разрезов $E - W$ и $S - N$, проведенных через центр пятна, что и на фиг. 5. Наибольшие различия между уровнями $\lambda 6102,7$ и $\lambda 4808$ имеют место в тени пятна, где полное поле на нижнем уровне (~ 4000 гс) значительно превосходит величину H на верхнем (~ 2500 гс). Области, где достигается максимальное поле, значительно смещены друг относительно друга и не совпадают с центром пятна, что говорит об изгибании магнитной силовой трубки с высотой. На фиг. 7 для тех же разрезов показан ход угла наклона силовых линий в пятне. Некоторые участки этих графиков показывают хорошее совпадение между поведением γ на двух уровнях с повторением отдельных максимумов и минимумов. Однако заметно большее различие, особенно в S -области пятна, обусловленное наличием значительного поперечного поля на уровне $\lambda 4808$. Непосредственно видно наличие больших углов γ в самой тени пятна ($\gamma \approx 50^\circ$ и даже 70°). Сильный наклон ($\gamma \approx 50^\circ$) силовых линий в тени пятен наблюдался также в [3, 4, 23, 24]. Области, где $\gamma \approx 0$, чрезвычайно малы. С увеличением рас-



Фиг. 6. Ход полной напряженности поля в пятне

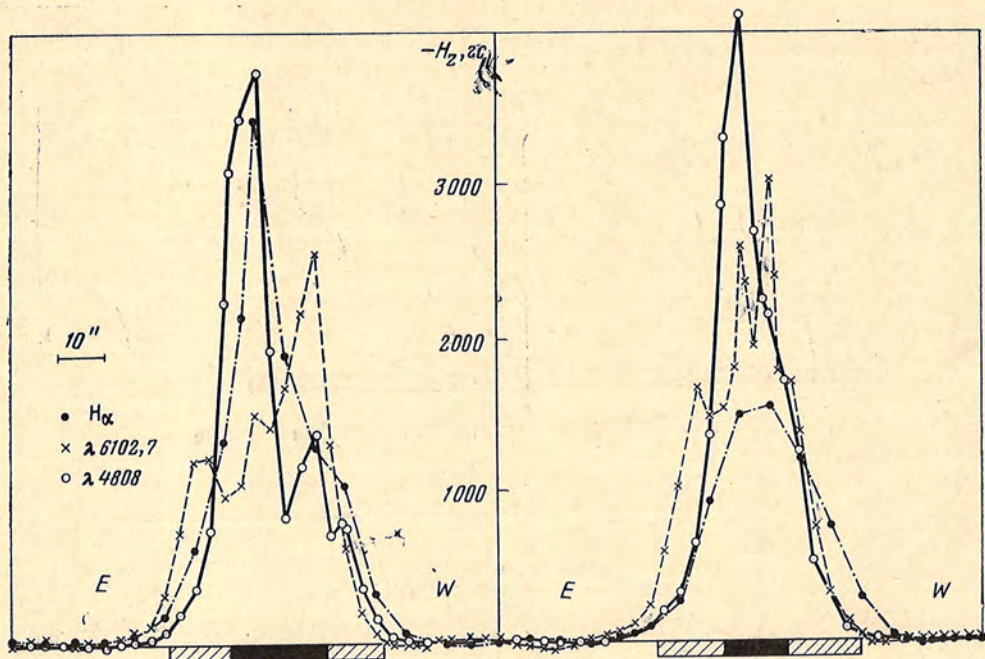


Фиг. 7. Распределение угла γ внутри пятна

стояния от центра пятна γ быстро растет, и на внешней границе полутени $\gamma \approx 70 \div 80^\circ$.

Диаграммы хода $H_{\parallel}$ для двух соседних разрезов, проведенных через ядро пятна на всех трех уровнях (фиг. 8), показывают существование в пятне отдельных пиков и минимумов поля, связанных с его тонкой структурой [1, 20]. Хорошо заметно падение $H_{\parallel}$ с высотой. В H_{α} отмечено поле $H_{\parallel}$, превышающее фотосферное значение $H_{\parallel}$ в $\lambda 6102,7$, однако эта точка определена весьма неуверенно. Отчетливо выраженная несимметричность в распределениях $H_{\parallel}$, $H_{\perp}$ и полного поля H , несовпадение их максимумов с центром пятна и существование больших различий между полем на разных уровнях в пятне делают несостоятельным, по-видимому, нахождение усредненных по азимутам распределений этих величин и угла γ с расстоянием от центра пятна.

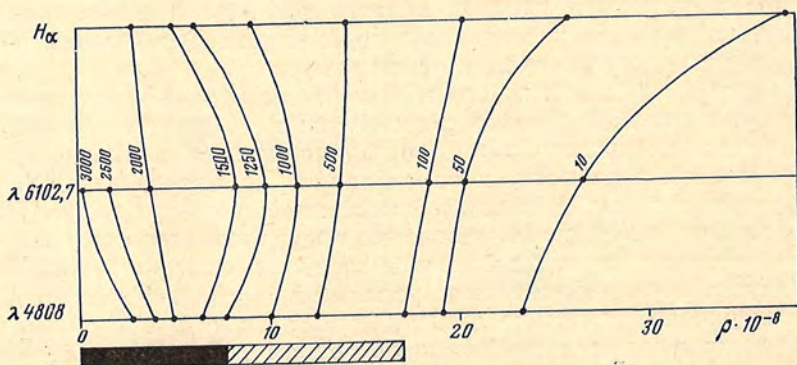
В то же время для лучшего выяснения поведения магнитного поля на разных уровнях исследовался ход изогauss $H_{\parallel} = \text{const}$ с высотой, для чего вычислялись площади областей, ограниченных данными изогaussами на картах продольного поля, и определялись их эквивалентные радиусы. По горизонтали (фиг. 9) отложено расстояние от центра пятна, расстояния по вертикали между уровнями сильно преувеличены по сравнению с действительностью. Из этой диаграммы следует несколько важных выводов: 1) площади, ограниченные изогaussами $H_{\parallel} = 10 \div 500$ гс (а для фотосферных уровней вплоть до 1500 гс), увеличиваются с высотой, что говорит о расширении магнитной силовой трубки при выходе на поверхность Солнца; 2) для сильных полей $H_{\parallel} \geq 1000$ гс указанные площади в хромосфере заметно меньше, чем в фотосфере, что связано с уменьшением ма-



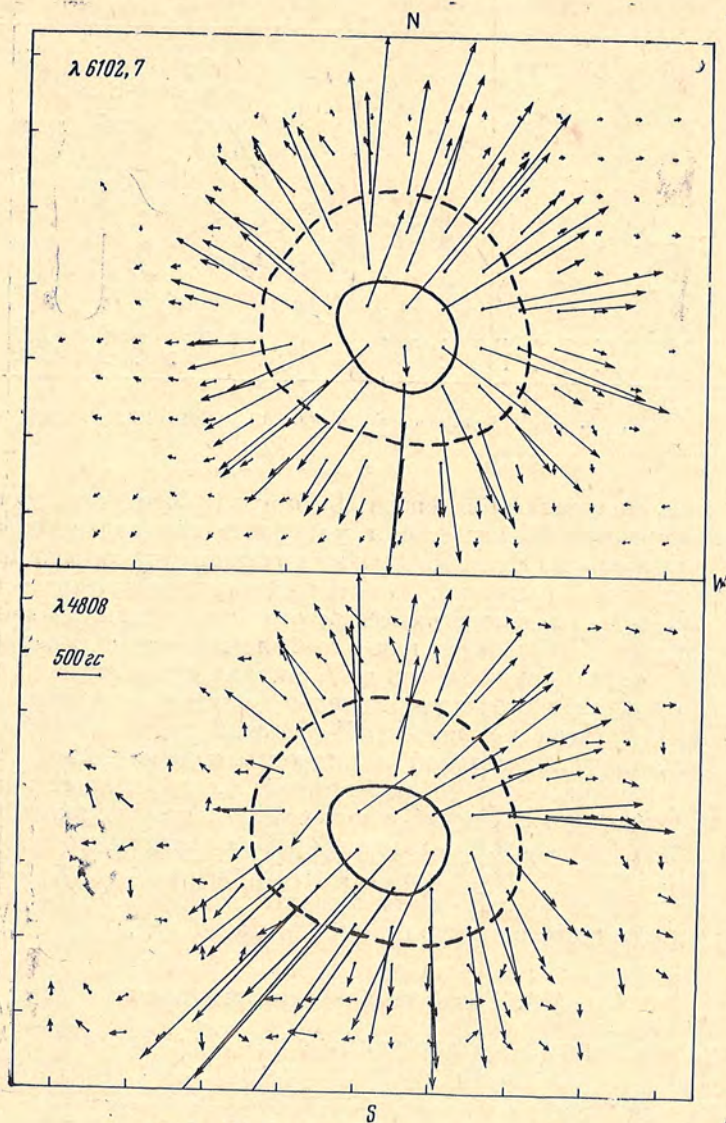
Фиг. 8. Ход продольного поля в пятне

гнитного потока с высотой в центральной области пятна; для фотосферных уровней это происходит при $H_{\parallel} \geq 2000$ гс; 3) в отдельных областях пятна имеет место магнитная инверсия: $H_{\parallel}$ с высотой сначала растет, а затем падает; 4) вблизи пятна продольное поле растет, а в центральной области падает с высотой. Эти факты подтверждаются данными, приведенными в табл. 3.

На фиг. 10 представлены конфигурации векторов $H_{\perp}$ на двух фотосферных уровнях (для удобства стрелки направлены так, как это было бы для аналогичного пятна N-полярности, т. е. в противоположном истинному направлению; то же самое на фиг. 11). Примечательны (фиг. 10) почти идеальная симметричность распределения $H_{\perp}$ на уровне $\lambda 6102,7$ и заметные отклонения от таковой на более глубоком уровне $\lambda 4808$ (очень большое, ~ 4000 гс, поперечное поле в южной части пятна и малое $H_{\perp}$ на E- и W-сторонах). Интересно отметить параллельность векторов $H_{\perp}$ в южной и северной областях ядра ($\lambda 4808$), что может говорить в пользу существования значительной азимутальной компоненты магнитного поля.

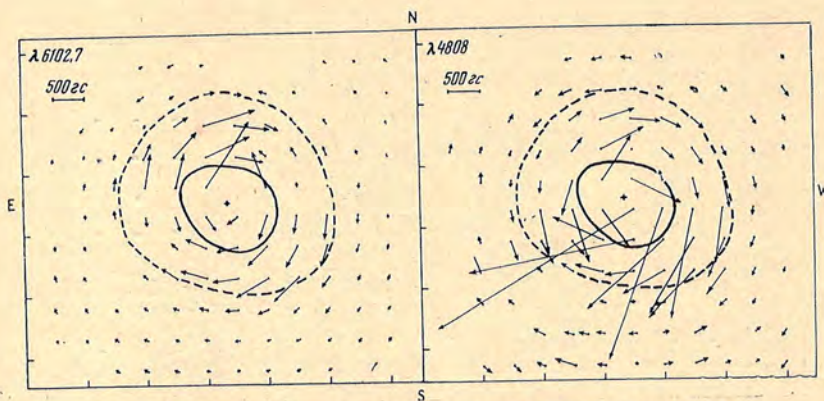


Фиг. 9. Средний ход изоганс $H_{\parallel} = \text{const}$ с высотой



Фиг. 10. Распределение векторов $H_{\perp}$

Для выяснения этого обстоятельства была построена диаграмма азимутального поля H_0 (фиг. 11), причем за центр цилиндрической системы координат (обозначен крестиком) выбран геометрический центр ядра и полутени, совпадающий с минимумом яркости в пятне. Вектор H_0 в каждой точке строился путем проектирования вектора $H_{\perp}$ на прямую, касательную к окружности, проведенной через данную точку пятна. Разумеется, вид диаграммы H_0 в большой степени зависит от положения начала координат, особенно ввиду того, что структура магнитного поля пятна в целом не обладает цилиндрической симметрией. Тем не менее, как видно из фиг. 11, реальность азимутальной компоненты едва ли можно ставить под сомнение. Наиболее отчетливо она выражена в S - и N -областях пятна. Особенно большие значения H_0 имеет на глубоком уровне $\lambda 4808$, что свидетельствует об усилении закрученности магнитных силовых линий с глубиной, характер же распределения H_0 указывает на их закрученность в основном по часовой стрелке на обоих уровнях. Просмотр спек-



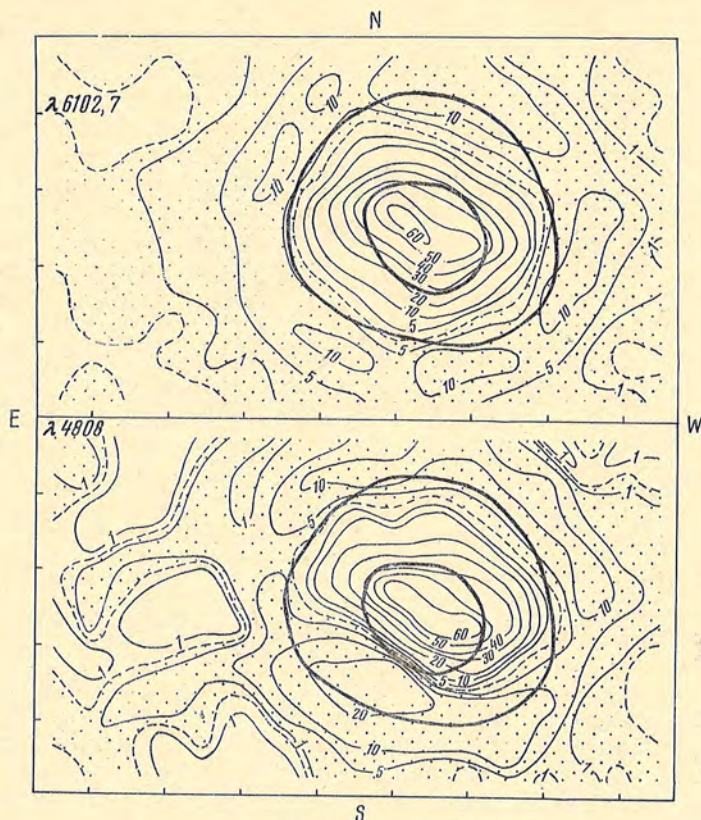
Фиг. 11. Азимутальная составляющая поперечного поля

рогелиограмм, полученных в центре H_α , показал, что данное пятно обладало четко выраженной вихревой структурой в хромосфере, закрученной в том же направлении. Наличие H_θ предполагает существование больших вертикальных токов (см. ниже). Большая величина радиальной составляющей поля $H_r > H_\theta$ не делает вихревую структуру магнитного поля пятна так отчетливо выраженной, как это было в исследованиях [5, 6], однако в пользу частого существования H_θ в одиночных пятнах говорит видимая часто вихревая структура волокон полутени и в хромосфере [7]. Важно отметить отсутствие в E - и W -областях пятна, притом на обоих уровнях, сильной азимутальной компоненты и даже наличия H_θ обратного знака — как раз в тех участках пятна, где наблюдается наибольшее изменение азимута χ с глубиной, уменьшение напряженности $H_\perp$ и сильная инверсия $H_\parallel$ с высотой, выразившаяся в специальном распределении $\text{grad}_z H_\parallel$ (см. ниже), полученном из измерения $H_\parallel$ на двух фотосферных уровнях (в этих участках $H_\parallel$ сильно растет по абсолютной величине с высотой, обуславливая отрицательный градиент $\partial H_z / \partial z$).

§ 3. Градиенты магнитного поля

Данные наблюдений позволяют вычислить с достаточной степенью точности градиенты составляющих магнитного поля. При этом следует учесть, что применяемое разрешение по поверхности Солнца, определяемое размерами щели, скоростью сканирования и пр., является довольно грубым, сглаживая тонкоструктурные элементы, в результате чего мы имеем лишь грубую картину распределения $\mathbf{H}$ в плоскости xu . В то же время по z -координате метод обладает исключительно высоким разрешением, поскольку измерения поля в каждой спектральной линии относятся к эффективному (фотосферному) слою толщиной всего ~ 100 км. (Правда, масштаб по глубине сильно зависит от принятой модели атмосферы.) Поэтому по z -координате доступны обнаружению изменения поля, происходящие на расстояниях порядка 100 км. Конечно, такая «неизотропность» геометрического разрешения может сильно повлиять на справедливость многих заключений о структуре поля, однако ряд соображений говорит о том, что и тонкая структура самого магнитного поля также не изотропна.

Так, например, многие измерения, полученные с инструментами высокой разрешающей силы и при отличных изображениях, показывают, что магнитное поле заметно меняется в картинной плоскости на расстояниях, сравнимых с размерами гранул (~ 700 км). В то же время по глубине сильные изменения магнитного поля, по-видимому, происходят уже на расстоя-



Фиг. 12. Распределение градиента $\partial H_z/\partial z$, определенного из уравнения $\text{div } \mathbf{H} = 0$

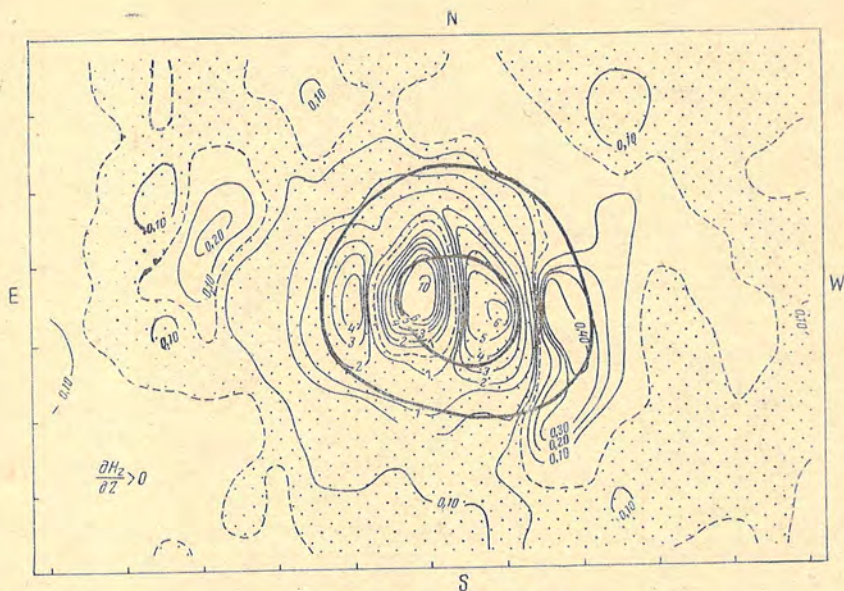
ний, порядка высоты однородной атмосферы ~ 100 км. О том же самом говорит характер изменения скорости Эвершеда в пятне: она плавно изменяется с расстоянием от центра пятна, и в то же время линии разной интенсивности показывают весьма различные скорости при весьма небольших различиях в глубине залегания [25].

Вертикальный градиент $\partial H_z/\partial z$ можно найти двояко: из расходимости силовых линий, зная распределение поперечного поля, и из распределений $H_{\parallel}$ на двух уровнях.

На фиг. 12 представлено распределение $(\partial H_z/\partial z)_1$ (в единицах $\text{гс} \cdot 10^{-2}/\text{км}$) на уровнях $\lambda 6102,7$ и $\lambda 4808$, найденное с помощью уравнения $\text{div } \mathbf{H} = 0$ по измерениям поперечного поля

$$\left(\frac{\partial H_z}{\partial z}\right)_1 = -\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_y}{\partial y}.$$

Следует заметить, что $(\partial H_z/\partial z)_1$ определяется таким способом независимо для обоих уровней. Видно, что обе картины похожи друг на друга; в центре пятна на обоих уровнях находится область больших положительных градиентов (напомним, что пятно отрицательной полярности $H_z < 0$) с максимальными значениями $0,70 \text{ гс/км}$ ($\lambda 4808$) и $0,66 \text{ гс/км}$ ($\lambda 6102,7$). Эта область окружена со всех сторон областью отрицательных $(\partial H_z/\partial z)_1$, причем места наибольших по абсолютной величине значений сосредоточены вблизи внешней границы полутени ($0,1-0,2 \text{ гс/км}$). Вдали от пятна имеются области малых по величине ($\leq 0,01 \text{ гс/км}$) градиентов обоого знака, однако уже на пределе точности метода. Важно отметить в пятне контакт



Фиг. 13. Распределение градиента $\partial H_z/\partial z$, найденное из распределений H_z на двух уровнях

областей разного знака, на что указывалось ранее в [11] и [17]. Распределение градиента $(\partial H_z/\partial z)_1$ подтверждает выводы, сделанные выше (см. также фиг. 9), о падении с высотой напряженности продольного поля в центральной области пятна и некотором увеличении H_z с высотой на периферии и в ближайшей окрестности пятна.

Чрезвычайно интересно сравнить найденные выше градиенты вертикального поля с аналогичной величиной, вычисленной прямым способом:

$$\left(\frac{\partial H_z}{\partial z}\right)_2 \approx \frac{H_z(6102,7) - H_z(4808)}{\Delta z}.$$

Здесь Δz — принятое расстояние между уровнями образования $\lambda 6102,7$ и $\lambda 4808$. На фиг. 13 представлено распределение величин $(\partial H_z/\partial z)_2$ (в единицах $гс/км$), вычисленных при фотосферном значении $\Delta z = 172 км$. Для пятна указанное значение Δz соответствует плотным моделям (Маттиг [26], Якимец [27]), в которых масштабы глубин примерно те же, что и для фотосферы.

Как видно, полученное распределение существенно отличается от распределений $(\partial H_z/\partial z)_1$ (см. фиг. 12). Картина несимметрична относительно центра пятна, причем в самой тени градиент меняет знак. К востоку от центра пятна находится область очень больших положительных градиентов — около $5-6 гс/км$ (в одной точке даже $10 гс/км$). Эта область со всех сторон окружена отрицательным градиентом порядка $1-5 гс/км$. Распределение вне пятна в общем сходно с распределением H_z (см. фиг. 1), отражая тот факт, что вне пятна продольное поле по абсолютной величине растет с высотой. Градиент полного поля $\partial H/\partial z$, вычисленный из распределений $|H|$ на двух уровнях (фиг. 4) при $\Delta z = 172 км$, составляет в пятне $1-10 гс/км$, причем имеются области с градиентом $\partial H/\partial z$ разного знака.

Различие на порядок между значениями одной и той же величины $\partial H_z/\partial z$, полученными двумя разными способами, представляется исключительно важным. Для всей истории определения градиента магнитного поля в пятнах характерно очень большое разнообразие и противоречивость результатов. Все исследователи обычно приводят среднее значение

$\partial H_z / \partial z$ в пятне, не определяя его детальное распределение, в то время как вследствие искривленности линий следует ожидать большую сложность в распределении градиента поля в пятне и даже изменение его знака в отдельных местах. Некоторые авторы определяли градиент путем сравнения магнитного поля в линиях различной эквивалентной ширины (на разных глубинах), а также сравнением фотосферного и хромосферного полей. Полученные значения имеют очень большой разброс: от 0,3 до 18 *гс/км* [28]. Несколько иным методом проводили измерения Барановский и Степанов [29] (1—1,8 *гс/км*) по асимметрии D-линии, Хаутгаст и Слоутерс [30] — по наклону силовых линий в пятне; результаты Лёруа [31], Северного [11], Йошпы и Обридко [4] (0,1—0,6 *гс/км*) получены из уравнения $\text{div } \mathbf{H} = 0$. В значительной степени различия в приводимых значениях высотного градиента объясняются различиями в принятых моделях пятен.

В нашем случае для согласования порядков величин $(\partial H_z / \partial z)_1$ и $(\partial H_z / \partial z)_2$ необходимо в пятне, как в ядре, так и в полутени, увеличить масштаб глубин на порядок, что следует из равенства

$$\frac{H_z(6102,7) - H_z(4808)}{\Delta z} = \frac{1}{\Delta z} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial H_z}{\partial z} dz \sim \left(\frac{\partial H_z}{\partial z} \right)_1.$$

Это дает $(\partial H_z / \partial z)_2$ — около 0,6 *гс/км* в пятне и 0,1—0,2 *гс/км* на границе с фотосферой. Необходимость увеличения на порядок масштабов глубин в пятне говорит о том, что разреженная модель пятна Мишара [32], которая в настоящее время считается наиболее обоснованной и близкой к действительности, и с этой точки зрения лучше удовлетворяет наблюдениям, чем плотные модели.

§ 4. Электрический ток

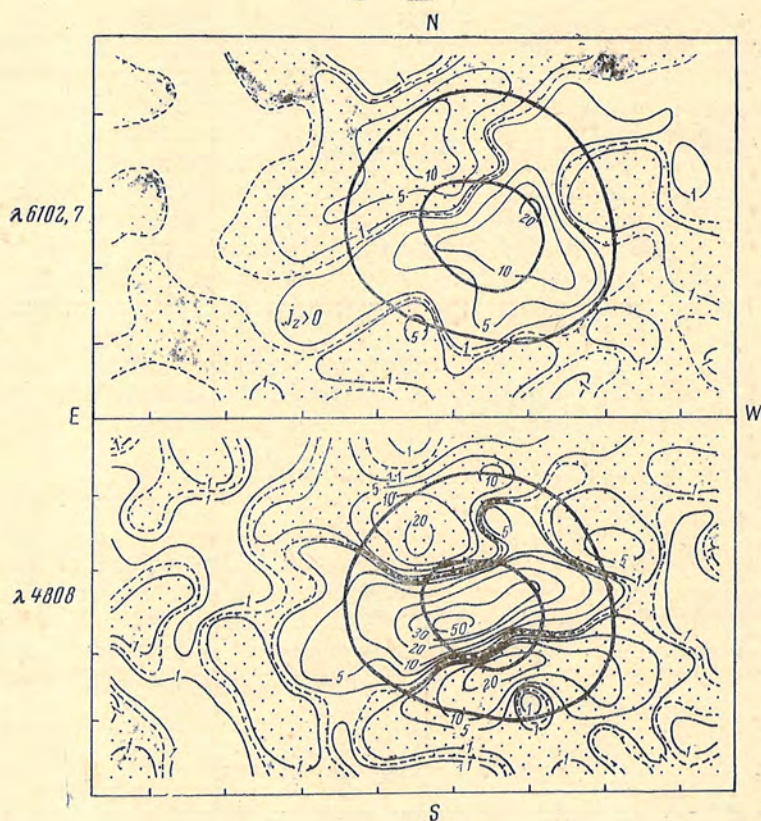
В ряде случаев токовое представление оказывается предпочтительнее, чем описание посредством аппарата магнитных силовых линий, поэтому кажется ценным определение структуры циркулирующих в пятне электрических токов. Материал наблюдений дает возможность вычислить вектор плотности электрического тока в пятне, относящийся к некоторому среднему уровню, с помощью уравнения Ампера

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}.$$

Расчет величины $\mathbf{j}$ был сделан путем линейного дифференцирования компонент поля $\mathbf{H}$. Вертикальная составляющая плотности тока, вычисленная по формуле

$$j_z = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right),$$

определяется независимо для обоих уровней. За положительное направление тока принято положительное направление оси z (вверх). Из фиг. 14 видно, что структуры j_z на уровнях линий $\lambda 6102,7$ и $\lambda 4808$ заметно отличаются друг от друга, что является одной из причин сильного изменения $\mathbf{H}$ с высотой. На нижнем уровне имеется обширная область (площадь $\sim 6,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^2$) в виде полосы, проходящей через все пятно, которая занята токами, текущими вверх. По обе стороны от нее находятся две большие области отрицательных токов. В то же время на верхнем уровне имеются только две значительные области токов взаимно противоположных направлений. На обоих уровнях участки с наиболее сильными вертикальными токами расположены в области самого пятна. Все данные относительно j_z (в единицах CGSE) собраны в табл. 4.



Фиг. 14. Карты плотности вертикального тока j_z (в единицах $гс \cdot 10^{-2}/км$)

Здесь S_+ и S_- — площади, занятые токами положительного и отрицательного направлений; j_{+max} и j_{-max} — максимальные значения j_z обоих направлений; $\bar{j}_+$, $\bar{j}_-$ — их средние значения; $I_+ = \bar{j}_+ \cdot S_+$, $I_- = \bar{j}_- \cdot S_-$ — полные вертикальные токи. Из сопоставления приведенных значений следует: 1) площадь токов $j_z < 0$ несколько превышает площадь токов $j_z > 0$, однако различие около 10% может быть вызвано значительными ошибками расчета этих величин; 2) средние и экстремальные значения плотности тока и полные токи по абсолютной величине на верхнем уровне в два раза меньше, чем на нижнем; 3) полные токи I_+ , I_- в пределах точности полностью компенсируют друг друга на обоих уровнях, что свидетельствует о стационарности системы токов. Полученные результаты хорошо согласуются с данными Северного [11].

Таблица 4

$\lambda, \text{\AA}$	6102,7	4808	$\bar{j}_+$	$0,6 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^3$
S_+	$1,9 \cdot 10^{19}$	$1,7 \cdot 10^{19}$	$\bar{j}_-$	$0,5 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^3$
S_-	$2,0 \cdot 10^{19}$	$2,2 \cdot 10^{19}$	I_+	$1,10 \cdot 10^{22}$	$2,30 \cdot 10^{22}$
j_{+max}	$4,7 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^4$	I_-	$1,04 \cdot 10^{22}$	$2,21 \cdot 10^{22}$
j_{-max}	$2,8 \cdot 10^3$	$0,7 \cdot 10^4$			

Основная трудность при вычислении горизонтальной составляющей плотности тока по формулам

$$j_x = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right), \quad j_y = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right)$$

заключается в сильной зависимости $j_{\perp}$ от принятого расстояния Δz между уровнями в пятне. Оказалось, что основными величинами, определяющими $j_{\perp}$, являются производные $\partial H_x/\partial z$ и $\partial H_y/\partial z$, превышающие на 1—2 порядка производные $\partial H_z/\partial x$ и $\partial H_z/\partial y$ («анизотропия» характерных масштабов изменения; см. аналогичные вычисления в [10]). Действительно, в то время как величины $\partial H_z/\partial x$ и $\partial H_z/\partial y$ в пятне порядка 0,1 гс/км, производные $\partial H_x/\partial z$, $\partial H_y/\partial z \sim 10$ гс/км, если принять $\Delta z = 172$ км, и ~ 1 гс/км при увеличении расстояния между уровнями в пятне на порядок. Таким образом, в любом случае можно поперечные компоненты плотности тока вычислять по формулам

$$j_x \approx -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad j_y \approx \frac{c}{4\pi} \frac{\partial H_x}{\partial z}.$$

Выше указывалось, что для пятна более близкой к реальности, по-видимому, следует считать прозрачную модель Мишара (или близкую к ней более позднюю модель Фрике — Эльзассера [33]), поэтому было вычислено распределение $j_{\perp}$ в пятне при $\Delta z = 1720$ км. Из рассмотрения фиг. 15 видно, что система токов в пятне представляет собой токовую петлю. Этого и следовало ожидать, ибо поле униполярных пятен сходно с полем соленоида, т. е. тем, что дают круговые токи. Интересно отметить, что большой ток протекает через самое ядро пятна с плотностью $j_{\perp} \sim 3,6 \cdot 10^4$ (все величины даются в системе CGSE) с максимальным значением $j_{\perp \max} \sim 5,2 \cdot 10^4$. В полутени в среднем $j_{\perp} \sim 1,2 \cdot 10^4$ и на периферии пятна $j_{\perp} \sim 5 \cdot 10^3$. Значениям $j_{\perp}$ в ядре пятна, разумеется, особенно доверять нельзя.

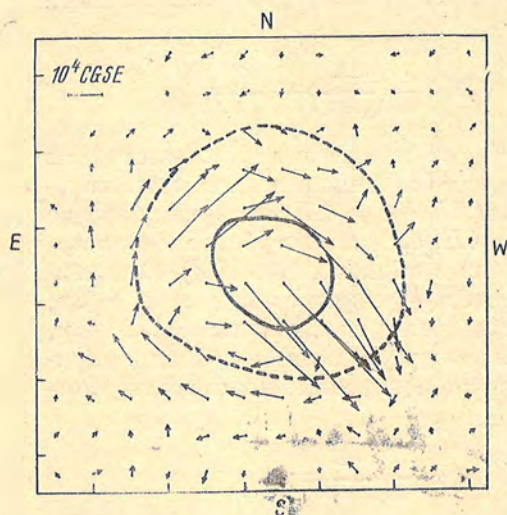
Пространственную конфигурацию токов в пятне можно представить себе в виде поднимающегося из глубинных слоев в хромосферу токового шнура, изогнутого вокруг оси пятна в виде петли. Полный ток, содержащийся в таком шнуре, составляет $6,0 \cdot 10^{12}$ а на уровне $\lambda 4808$ и $3,0 \cdot 10^{12}$ а на уровне $\lambda 6102,7$. Важно отметить, что полученное направление токов совершенно не параллельно магнитному полю. Напротив, как видно из сопоставления диаграмм распределения векторов $j_{\perp}$ (фиг. 15) и $H_{\perp}$ (фиг. 10), горизонтальный ток течет в основном перпендикулярно $H_{\perp}$. Этот факт свидетельствует в пользу реализации существенно небессиловой структуры магнитного поля пятна на уровне фотосферы.

§ 5. Электромагнитная сила

С точки зрения магнитогазодинамики пятна представляется особенно важным выяснение роли электромагнитной силы $\mathbf{f} = \mathbf{j} \times \mathbf{H}/c$ в поддержании равновесия и устойчивости, а также степени ее участия в эффекте Эвершеда. Легко показать, что z -составляющая силы $\mathbf{f}$ определяется главным образом вертикальным градиентом поперечного магнитного поля

$$f_z = \frac{1}{4\pi} (\mathbf{H} \nabla) H_z - \frac{1}{8\pi} \left(\frac{\partial H^2}{\partial z} \right) \approx \\ \approx \frac{1}{4\pi} H_z \frac{\partial H_z}{\partial z} - \frac{1}{8\pi} \frac{\partial H^2}{\partial z} = -\frac{1}{8\pi} \frac{\partial H_{\perp}^2}{\partial z}.$$

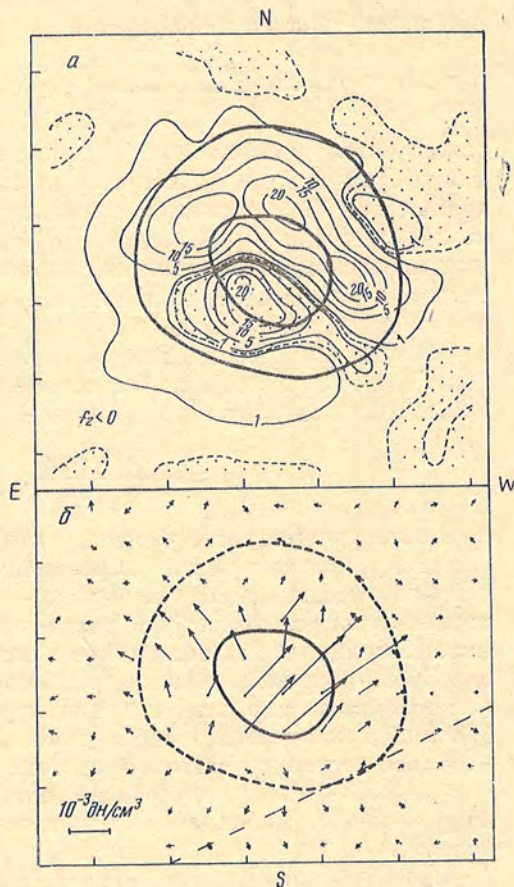
Распределение f_z (в единицах 10^2 гс²/км) в пятне, вычисленное с помощью этого соотношения, показано на фиг. 16, а. Принято, что положи-



Фиг. 15. Структура горизонтального электрического тока

Фиг. 16. Распределение вертикальной (а) и горизонтальной (б) электромагнитной силы

Штриховой линией проведена прямая, параллельная экватору



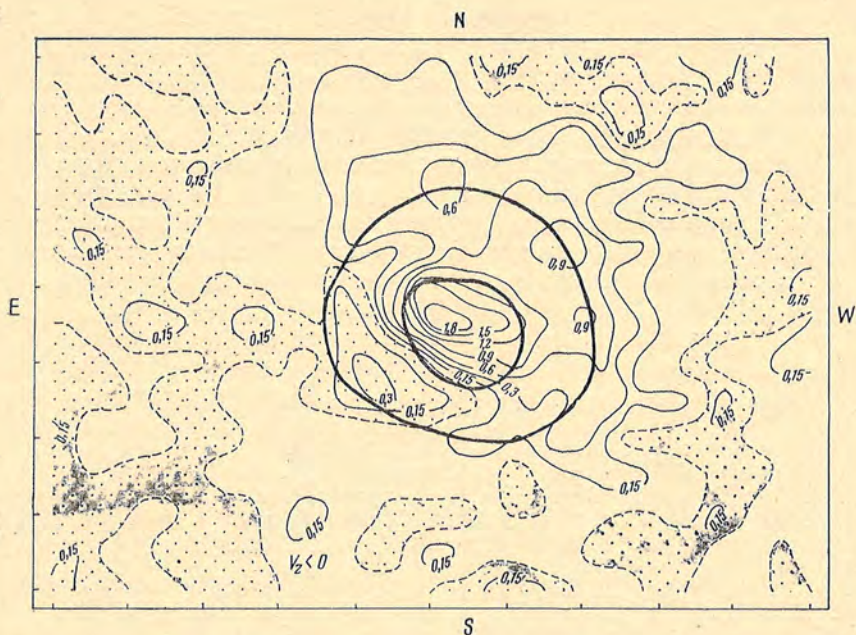
тельное направление силы f_z соответствует положительному направлению оси z (вверх). Как видно из рисунка, в южной части пятна расположена область больших положительных значений $f_z \sim 1,0 \cdot 10^{-3} \text{ dyn/cm}^3$ ($f_{z\text{max}} = 1,6 \cdot 10^{-3}$). На остальные участки пятна действует отрицательная сила $f_z \sim -1,0 \cdot 10^{-3}$ ($f_{z\text{min}} = -1,8 \cdot 10^{-3}$) и на периферии пятна $f_z \sim -1,5 \cdot 10^{-4}$.

Из рассмотрения фиг. 16, б, где показано распределение плотности трансверсальной силы $f_{\perp}$, вычисленной по формулам

$$f_x = \frac{1}{4\pi} (j_y H_z - j_z H_y), \quad f_y = \frac{1}{4\pi} (j_z H_x - j_x H_z),$$

видно, что в пятне существует горизонтальное напряжение сдвига, направленное преимущественно по долготе (солнечный экватор наклонен под углом 26° к суточной параллели). Аналогичное указание на реальность существования касательных сил, действующих на магнитное поле, недавно получено в работе [34] из рассмотрения интегральных свойств поля пятна.

Весьма важно сравнить электромагнитную силу с гравитацией и градиентом давления. Беря для модели пятна Мишара значение плотности $\rho = 3,6 \cdot 10^{-8}$, для гравитационной силы получаем $\rho g = 3,6 \cdot 10^{-8} \cdot 2,7 \cdot 10^4 = 1,0 \cdot 10^{-3}$. Отсюда следует, что электромагнитные силы также важны, как и газодинамические, в поддержании квазиравновесия в пятне, а это предполагает отсутствие чисто гидростатического равновесия. В пользу этого говорит сама модель пятна Мишара, в которой газового давления явно недостаточно для поддержания в равновесии расположенных выше



Фиг. 17. Поле скоростей на уровне $\lambda 6102,7$

слоев газа: $\rho g \gg dp/dh$. Этим она резко отличается от плотных моделей, основывающихся на предположении, что в тени пятна выполняется условие $\partial p/\partial z = -\rho g$. С точки зрения конфигурации магнитных силовых линий отсутствие гидростатического равновесия, по-видимому, означает наличие значительного поперечного магнитного поля в ядре пятна.

Наиболее интересным и физически важным представляется сравнение силы f_z , действующей на вещество, с характером его движения в пятне (эффект Эвершеда). Как следует из фиг. 17, где показано распределение скорости вдоль луча зрения v_z (км/сек), записанной на магнитографе по линии $\lambda 6102,7$, газ в пятне в основном опускался, причем в полутени скорость в среднем равнялась примерно $-0,5$ км/сек. Наибольшие скорости, направленные вниз, отмечены в самом центре пятна, там, где магнитные силовые линии вертикальны ($|v_z|_{\max} = 2,0$ км/сек). В юго-восточной части полутени имеется область, занятая поднимающимся газом с $v_{z\max} = 0,3$ км/сек. Однако стоит напомнить, что при определении лучевых скоростей с помощью магнитографа возможны большие ошибки, связанные с неточностью определения нуля-пункта и разбалансировкой фотоумножителей, особенно в ядре пятна, где возможны ошибки до $\pm 0,5$ км/сек [35].

Сравнивая распределения величин f_z и v_z , мы видим, что в пятне преобладает действие силы f_z , направленной вниз, чему соответствует преимущественное опускание газа. Вблизи пятна в основном f_z и v_z также отрицательны. Область полутени, где $v_z > 0$, соответствует области больших $f_z > 0$ в южной половине пятна. Отсутствие полного совпадения можно объяснить значительными ошибками измерений, а также тем фактом, что вычисленная сила f_z относится к одному уровню (среднему между $\lambda 6102,7$ и $\lambda 4808$), а измеренная скорость v_z — к другому ($\lambda 6102,7$).

Из данного рассмотрения следует, что характер движения вещества по z -координате в известной (и, вероятно, значительной) степени определяется силой Ампера, или, иначе, работой этой силы против сил неэлектромагнитного происхождения. Однако в некоторых местах системы вещество, по-видимому, может двигаться против силы f , увеличивая тем

самым энергией электромагнитного поля за счет других сил. Альтернативой силе $\vec{f}$ могут являться силы газодинамические: гравитация, давление, вязкость. Не подлежит сомнению важность исследования баланса указанных сил, в частности, при объяснении эффекта Эвершеда. В связи с этим интересно отметить, что наблюдавшееся Малтби [25] распределение лучевой скорости в одиночных пятнах — подъем газа на одной стороне пятна и опускание на противоположной стороне — может быть связано со специальным, подобно нашему, распределением электромагнитной силы.

В заключение автор выражает глубокую благодарность академику А. Б. Северному за помощь и неоднократное обсуждение работы.

3 декабря 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1959, 36, 208.
2. V. Bumba. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1962, 13, 42.
3. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 159.
4. Б. А. Иошпа, В. Н. Обридко. Солнечные данные, 1965, № 3, 54.
5. В. Е. Степанов, С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 194.
6. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 166.
7. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 200.
8. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 126.
9. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 3.
10. А. М. Зверева, А. Б. Северный. Наст. том, стр. 97.
11. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 34.
12. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1966, 43, 465.
13. В. Г. Буславский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 317.
14. W. Ueno. Publ. Astron. Soc. Japan, 1956, 8, 108.
15. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, 20.
16. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 36, 22.
17. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, 212.
18. J. Raugel. Ann. Astrophys., 1967, 30, N 2, 257.
19. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, 52.
20. А. Б. Северный. Вестник АН СССР, 1964, № 9, 62.
21. K. Nishi. Publ. Astron. Soc. Japan, 1962, 14, N 4, 325.
22. G. H. Hale, F. Ellerman, S. B. Nicholson, A. H. Joy. Astrophys. J., 1919, 49, 153.
23. M. G. Adam. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1963, 126, 135.
24. J. C. Henoux. Ann. Astrophys., 1963, 26, 159.
25. P. Maltby. Stellar and Solar Magnetic Fields, I. A. U. Symp., 1965, N 22.
26. W. Mattig. Z. Astrophys., 1958, 44, 280.
27. J. Jakimiec. Acta Astronomica, 1965, 15, 145.
28. К. де Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. ИЛ, 1962, стр. 104.
29. Е. А. Барановский, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1959, 21, 180.
30. J. Houtgast, A. van Sluiter. Bull. Astron. Inst. Netherl., 1948, 10, 325.
31. J. L. Leroy. Ann. Astrophys., 1962, 25, 127.
32. R. Michard. Ann. Astrophys., 1953, 16, 217.
33. K. Fricke, H. E. Elsasser. Z. Astrophys., 1965, 63, 35.
34. Е. А. Корницкая, М. М. Молоденский. Солнечные данные, 1968, № 6, 93.
35. Р. Н. Ихсанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 37, 44.

ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЯДРЕ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА

М. Дж. Гусейнов

По 34 фраунгоферовым линиям определены абсолютные значения напряженности магнитного поля H в ядре униполярного солнечного пятна среднего размера. Вычислены вертикальные градиенты магнитного поля dH/dh по моделям Мишара ($-0,4 \leq dH/dh \leq +0,5$ гс/км) и Маттига ($-5,0 \leq dH/dh \leq +6,0$ гс/км). Найдено, что вычисленные значения вертикального градиента магнитного поля в ядре пятна зависят от модели солнечного пятна и меняются с глубиной. Вертикальный градиент магнитного поля в ядре исследуемого пятна на оптической глубине $\tau = 0,060$ меняет свой знак.

Рассмотрение вертикальных градиентов магнитного поля для данного пятна и для пятен, изученных ранее в [10], показало, что вертикальные градиенты магнитного поля dH/dh меняются со временем, численные значения dH/dh для молодых пятен значительно больше, чем для старых. Установлено, что наибольшие значения вертикальных градиентов магнитного поля пятен с ответственностью фазе наибольшей вспышечной активности группы (этот результат предварительный, требуются дальнейшие наблюдения).

THE VERTICAL DISTRIBUTION OF MAGNETIC FIELD IN THE SUNSPOT UMBRA, by M. D. Guseynov.—34 Fraunhofer lines have been used for measuring absolute values of the magnetic field strength in the umbra of a unipolar medium size sunspot. The vertical gradients of magnetic field dH/dh are calculated according to Michard's ($-0,4 \leq dH/dh \leq +0,5$ gs/km) and Mattig's ($-5,0 \leq dH/dh \leq +6,0$ gs/km) models. It is found that the numerical values of the vertical gradient of the magnetic field in the umbra depend on the sunspot model and change with depth. The vertical gradient of the magnetic field in the sunspot investigated changes its sign at optical depth $\tau = 0,060$.

The consideration of vertical gradients of a spot magnetic field investigated as well as those investigated earlier [10] shows that the vertical gradients change with time. The values dH/dh are considerably larger for young spots than for the old ones. It is determined that the maximum values of dH/dh correspond to the phase of maximum flare activity of a spot group (this result is preliminary and further observations are required).

Вертикальный градиент напряженности магнитного поля в ядре солнечного пятна исследовался многими авторами [1—5] разными способами. Согласно этим исследованиям градиент напряженности магнитного поля в ядре пятна различен для разных солнечных пятен и поле растет с глубиной; для градиентов получены значения от 0,5 до 5,7 гс/км. Из наблюдений с солнечным магнитографом Крымской астрофизической обсерватории А. Б. Северный впервые нашел, что в пятнах смыкаются области положительного и отрицательного градиентов вертикального магнитного поля, в отдельных случаях достигающих $|dH/dh| = 0,1$ гс/км [6]. На основании записей магнитного поля на различных уровнях атмосферы Солнца по спектральным линиям $\lambda 5250,2 \text{ \AA}$ Fe I, H_β и $K_3 \text{ Ca}^+$ обнаружено [7], что в некоторых случаях имеются значительные участки активной области, где напряженность поля растет от фотосферы к хромосфере с градиентом порядка 0,1 гс/км. Вертикальный градиент продольного поля унипо-

лярного пятна, определенный разными способами [8] с помощью солнечного магнитографа, изменяется от 0,6 до 6 гс/км.

Изучая вертикальное распределение абсолютных значений напряженности магнитного поля на уровне фотосферы в группе № 251 (номер группы по «Солнечным данным» [9]), мы нашли [10]: 1) распределение H по глубине в ядрах разных пятен различно и меняется со временем; 2) вертикальный градиент магнитного поля меняется с глубиной (иногда с глубиной меняется знак градиента), его вычисленное значение зависит от принимаемой модели солнечного пятна; так, по модели Маттига [11] абсолютное значение вертикального градиента поля для разных пятен в разное время



Фиг. 1. Зарисовка группы № 286 во время визуальных наблюдений магнитных полей 18.X 1961 г.

находится в пределах $4 \text{ гс/км} \leq |dH/dh| \leq 22 \text{ гс/км}$, а по модели Мисара [12] — в пределах $0,7 \text{ гс/км} \leq |dH/dh| \leq 3,0 \text{ гс/км}$. По изменению высотного распределения абсолютных значений напряженности магнитного поля со временем сделан вывод о всплывании и расширении магнитного поля пятна — лидера группы № 251.

Здесь нами изучается изменение абсолютного значения напряженности магнитного поля по глубине в центре ядра пятна — лидера группы № 286 (нумерация по «Солнечным данным» [13]). Эта группа появилась из северо-восточного края диска Солнца 10.X 1961 г. (координаты центра группы: широта $\phi = +17^\circ,5$, кэррингтоновская долгота $L = 246^\circ,5$). Через центральный меридиан Солнца группа прошла 16.X 1961 г. [13].

Поляризационные спектрограммы пятна-лидера группы в области длин волн $\lambda\lambda 3600-6700 \text{ \AA}$ были получены 18.X 1961 г. с помощью эшелювого спектрографа [14] башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории [15]. Наблюдения велись утром (около 9 час. 40 мин. московского времени) при хороших условиях (качество изображений $K = 4+$, дрожание $S = 1''$) в оптической системе телескопа с фокусным расстоянием $f = 35 \text{ м}$. Для получения поляризационных спектрограмм перед щелью спектрографа ставилась поляризационная насадка, состоящая из поляроидной мозаики и пластинки в $1/4$ волны [16]. Ширина щели спектрографа $0,06 \text{ мм}$, что соответствует приблизительно $0,4$ на диске Солнца. Были получены две спектрограммы с экспозициями 15^s и 60^s . Положение щели спектрографа при наблюдении показано вертикальной жирной прямой на фиг. 1, где приведена зарисовка группы № 286 для 18.X 1961 г. На зарисовке показано максимальное значение напряженности магнитного поля только для пятна-лидера, измеренное визуально по линии $\lambda 6302,5 \text{ \AA Fe I}$.

Абсолютные значения напряженности магнитного поля H были определены по 34 фраунгоферовым линиям, являющимся триплетами Зеемана с $g\lambda^2 \geq 40 \cdot 10^{-10} (\text{см}^2)$ (о выборе линий поглощения и способе измерений см. [10]). По разным причинам здесь не использовано несколько линий поглощения, приведенных в [10]. Например, линии $\lambda 5586,8 \text{ \AA Fe I}$ и $\lambda 5497,5 \text{ \AA Fe I}$ не являются триплетами Зеемана, поэтому мы отказались от них. Но здесь использованы три линии нейтрального железа, которые не приведены в [10] (табл. 1). Все измерения проведены на измерительном приборе МИР-12.

Как было указано в [10], средняя квадратичная ошибка измерений магнитного расщепления линий зависит от интенсивности линий поглоще-

Таблица 1

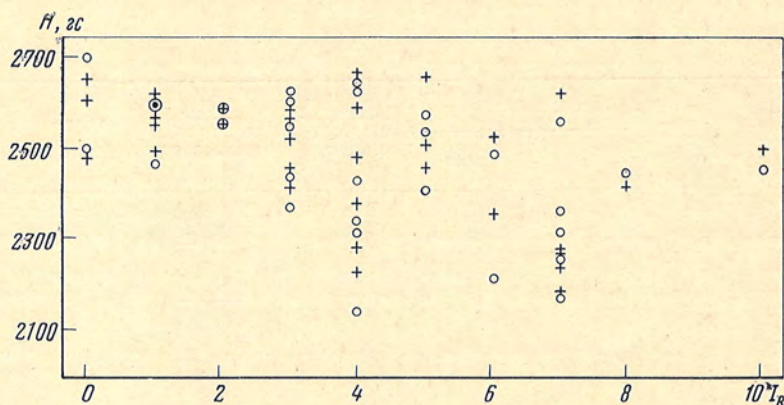
Элемент	Линия, Å	Интенсивность I_R		Потенциал возбуждения P_v	Схема магнитного расщепления	$g\lambda^2 \cdot 10^{10}$ (см ²)	τ
		⊙	пятно				
Fe I	5652,3	1	0	4,24	$\frac{(0) 3}{2}$	48	0,130
Fe I	5068,8	5	7	2,93	$\frac{(0) 7}{4}$	45	0,012
Fe I	4450,3	1	1	3,10	$\frac{(0) 2}{1}$	40	0,040

ния и линейного расстояния между компонентами расщепления для данной линии и находится в пределах 0,25—0,60 делений на МИР-12 (1 дел. = 0,01 мм). Так как спектры были получены при хороших условиях, влияние атмосферной дисперсии (во время наблюдений Солнце было достаточно высоко над горизонтом) и эффекта дрожания незначительно. Поэтому ошибка определений абсолютных значений напряженности магнитного поля H в основном зависит от ошибок наведений на σ -компоненты. Таким образом, средняя квадратичная ошибка определений H изменяется в пределах 25—135 гс. Следует отметить, что, так как во время наблюдений группа находилась недалеко от центра диска Солнца ($\rho = 0,47$), эффект проекции очень незначителен и поэтому не учитывался.

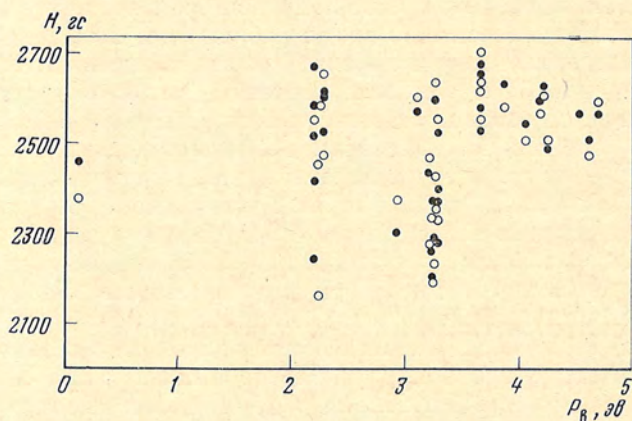
Фиг. 2—4 характеризуют связь между абсолютными значениями напряженности магнитного поля H и роуландовской интенсивностью I_R линий поглощения в спектре пятен, потенциалом возбуждения нижнего уровня линий P_v и средними оптическими глубинами образования линий поглощения в атмосфере Солнца τ . На первых двух графиках использованы результаты измерений только 33 линий поглощения нейтрального железа, а в зависимости H от τ использован дополнительно результат измерений по линии $\lambda 4645,2 \text{ Å}$ Ti I, для которой $\tau = 0,051$. Значения роуландовской интенсивности I_R и потенциала возбуждения нижнего уровня P_v взяты из [17], а за средние оптические глубины образования линий поглощения τ приняты значения $\tau_{\text{ср}}$, приведенные в [18] и [19] для невозмущенной фотосферы. Измерения по двум поляризационным спектрограммам, полученным последовательно с интервалом времени примерно 2 мин., не показывают заметных различий. Поэтому результаты измерений по обеим спектрограммам на фиг. 2—4 приведены вместе (кружки — результаты измерений по пластинке, полученной с экспозицией 15^с, а крестики — по пластинке с экспозицией 60^с). На фиг. 4 проведена средняя кривая зависимости H от τ по двум спектрам.

Как видно из фиг. 2, 3, в зависимостях напряженности поля H от роуландовской интенсивности I_R и потенциала возбуждения нижнего уровня линий поглощения P_v разброс точек очень большой. По-видимому, это связано с тем, что ни интенсивность линий, ни потенциал возбуждения нижнего уровня однозначно не определяют глубину образования линий поглощения в атмосфере Солнца. Но все же можно заметить, что с увеличением I_R линий поглощения H слегка падает, а с ростом P_v сначала H увеличивается, затем при $P_v > 3,6$ эв уменьшается.

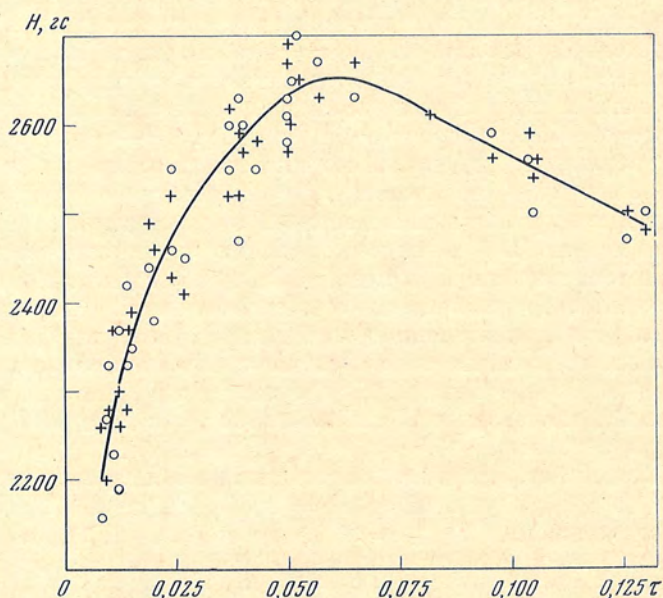
Фиг. 4 показывает, что абсолютное значение напряженности магнитного поля H растет с глубиной от $H = 2200$ гс при $\tau = 0,010$, достигая максимального значения $H_{\text{max}} = 2665$ гс при $\tau = 0,060$, а потом вновь уменьшается до $H = 2480$ гс при $\tau = 0,130$ (более глубокие уровни не были доступны наблюдениям, так как не удалось измерить H по линиям поглощения, образованным на глубоких уровнях). Такой характер



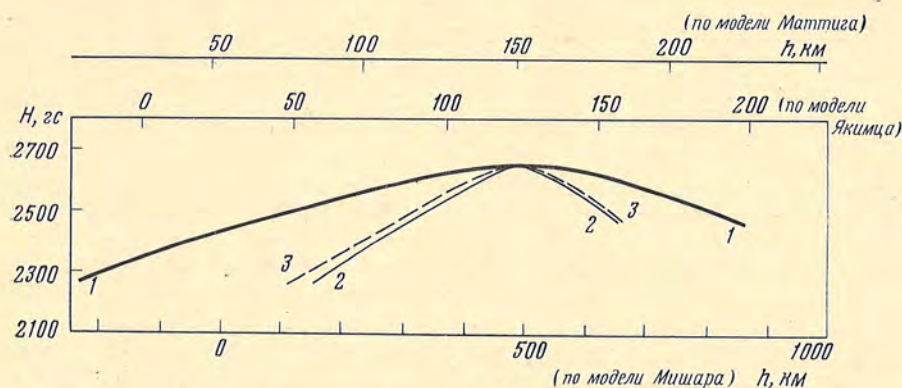
Фиг. 2. Соотношение между напряженностью магнитного поля и роуландовской интенсивностью линий поглощения



Фиг. 3. Соотношение между напряженностью магнитного поля и потенциалом возбуждения нижнего уровня линий поглощения



Фиг. 4. Зависимость напряженности магнитного поля пятна от средней оптической глубины образования линий поглощения



Фиг. 5. Распределение абсолютных значений напряженности магнитного поля в ядре пятна с геометрической глубиной по разным моделям солнечных пятен

распределения H с оптической глубиной очень похож на распределение H от τ , найденное нами ранее [10] для пятна-лидера группы № 251 5.IX 1961 г., где была обнаружена смена знака градиента напряженности магнитного поля H с глубиной (см. фиг. 5 в [10]).

Следует отметить, что Тренор [20] проводил измерения напряженности магнитного поля в ядрах ряда пятен по линиям поглощения $\lambda 6173,3 \text{ \AA}$ Fe I и $\lambda 6149,3 \text{ \AA}$ Fe II, которые показывали отрицательный градиент (уменьшение H) с глубиной. Но он не решился сделать вывод о реальности такого уменьшения. Тренор, учитывая некоторые неопределенности и возможные ошибки, заключил, что его результаты скорее всего указывают на отсутствие большого положительного градиента с глубиной.

Заметим, что максимальное значение напряженности магнитного поля на фиг. 4 ($H_{\max} = 2665 \text{ гс}$) значительно меньше напряженности поля, указанного на фиг. 1 ($H = 2900 \text{ гс}$). Это объясняется следующим обстоятельством. В ядре данного пятна, где напряженность магнитного поля максимальна (кстати, по линии $\lambda 6302,5 \text{ \AA}$ Fe I на этой полоске поляризационной спектрограммы магнитное расщепление [соответствует $H \approx 2900 \text{ гс}$, что полностью совпадает с H , определенным визуально по этой же линии]), имеется заметная π -компонента. Так как при измерении магнитного расщепления по сильным фраунгоферовым линиям эффект блендирования π - и σ -компонент мог повлиять на наши результаты, мы измеряли расщепление между следующими двумя соседними полосками поляризационной спектрограммы (на диске Солнца это смещение соответствует примерно $2''$), которые были свободны от π -компоненты значительной интенсивности.

Для подробного изучения зависимости H от геометрической глубины необходимо знать оптические глубины образования линий поглощения τ в широких пределах. Но для солнечных пятен τ рассчитано только для очень малого числа линий поглощения. Поэтому, пренебрегая возможным несовпадением геометрических глубин эффективных уровней образования выходящего излучения в пятне и невозмущенной фотосфере и принимая значения средних оптических глубин линий поглощения τ в фотосфере, приведенные в [18] и [19], по трем моделям солнечных пятен построим графики зависимости средних абсолютных значений напряженности магнитного поля H от геометрической глубины h в пятне. Для этого сначала по фиг. 4 от $\tau = 0,010$ до $\tau = 0,130$ через интервал $0,010$ были найдены соответствующие этим оптическим глубинам средние значения H , а затем по известным шкалам геометрических глубин моделей солнечных пятен Мишара [12], Маттига [11] и Якимца [21] были построены графики, приведенные на фиг. 5. По оси ординат отложены средние абсолютные значения

напряженности магнитного поля H , по оси абсцисс внизу приведены геометрические глубины по модели Мишара, а вверху указаны геометрические глубины по моделям Маттига (верхняя шкала) и Якимца (нижняя шкала); кривая 1 соответствует модели Мишара, 2 — Маттига, 3 — модели Якимца. Геометрические глубины уровня максимального значения H по разным моделям на фиг. 5 совмещены.

Так как масштабы геометрических глубин моделей Маттига и Якимца очень близки, то изменение H с глубиной по этим двум моделям почти одинаково. Распределение $H(h)$ по модели Мишара значительно отличается от $H(h)$ по моделям Маттига и Якимца. Это связано с большим (примерно на порядок) масштабом геометрических глубин модели Мишара.

Были рассчитаны средние вертикальные градиенты абсолютного значения напряженности магнитного поля dH/dh на равных расстояниях от уровня $H_{\max}$ ($\tau = 0,060$) вверх и вниз по разным моделям. В табл. 2 приведены значения dH/dh для моделей Маттига и Мишара, где положительные градиенты соответствуют увеличению H вглубь, а отрицательные — уменьшению поля с глубиной от уровня $\tau = 0,060$.

Таблица 2

По модели Маттига			По модели Мишара		
Расстояние от уровня $H_{\max}$, км	Градиент магнитного поля dH/dh , эс/км		Расстояние от уровня $H_{\max}$, км	Градиент магнитного поля dH/dh , эс/км	
	вниз	вверх		вниз	вверх
15	—3,3	+3,0	150	—0,3	+0,3
30	—5,0	+4,7	300	—0,4	+0,4
50	—	+6,0	500	—	+0,5

Из данных табл. 2 видно следующее:

1) Вертикальный градиент средних абсолютных значений напряженности магнитного поля dH/dh меняется с глубиной; на оптической глубине $\tau = 0,060$ происходит смена знака градиента магнитного поля по высоте изученного пятна. Как было показано в [10], это можно объяснить, предполагая, что поле пятна представляет в простейшем случае магнитную трубку, где силовые линии идут, как у диполя.

2) Абсолютное значение вертикального градиента магнитного поля $|dH/dh|$ зависит от модели солнечного пятна: градиенты по модели Маттига на порядок превышают $|dH/dh|$ по модели Мишара. Ясно, что это связано с большим различием масштаба шкалы высот для этих моделей.

3) Если по модели Маттига магнитное поле от уровня максимального значения H вниз уменьшается чуть быстрее, чем вверх, то по модели Мишара градиенты вверх и вниз от уровня $\tau = 0,060$ одинаковы.

Сравнение результатов, приведенных в табл. 2, здесь и табл. 3 в [10], с одной стороны, показывает, что абсолютные значения вертикальных градиентов поля $|dH/dh|$ для ядра пятна группы № 286 хорошо согласуются со значениями $|dH/dh|$ для пятна a группы № 251 5 и 7.IX 1961 г. С другой стороны, мы видим, что значения $|dH/dh|$ для пятен a, b, c группы № 251 2.IX значительно превосходят значения $|dH/dh|$ для пятна a той же группы 5 и 7.IX (а также для пятна группы № 286 18.X 1961 г.). Абсолютное значение вертикального градиента магнитного поля пятна a группы № 251 значительно уменьшилось с развитием группы за период со 2 по 7.IX. Интересно установить, имеется ли какая-нибудь связь между временными изменениями dH/dh и частотой появления хромосферных вспышек, а также меняются ли значения dH/dh с возрастом пятен. С этой целью была изучена вспышечная активность групп № 251 и 286.

По данным [9] в группе № 251 при ее прохождении по солнечному диску (с 29.VIII по 10.IX 1961 г.) зарегистрирована 61 вспышка разного балла (от 1 до 2 баллов); из них 52 вспышки произошли с 1 по 5.IX, 6 вспышек — 30 и 31.VIII и 3 вспышки — 6 и 7.IX. 29.VIII и 8—10.IX вспышек не было. Больше всего вспышек было 2.IX (всего 17 вспышек, в том числе одна вспышка балла 2, единственная за все время жизни группы), когда значения dH/dh были наибольшими. По-видимому, эта группа возникла незадолго до выхода из-за восточного лимба. В группе № 286 не наблюдалось ни одной вспышки [22]. При прохождении по диску Солнца ее площадь лишь несколько уменьшилась [13]. Вероятно, можно предположить, что эта группа старая и основные бурные события в ней уже прошли, пока она находилась на невидимой стороне Солнца. Таким образом, можно заключить, что вертикальные градиенты dH/dh для молодых пятен значительно больше, чем для старых.

Имеется некоторая связь между частотой появления хромосферных вспышек и численными значениями вертикального градиента напряженности магнитного поля пятен, а именно: наибольшие значения dH/dh соответствуют периоду большей вспышечной активности группы. Это находится в соответствии с той аналогичной связью между вспышками и большими горизонтальными градиентами магнитного поля или электрическими токами, которая неоднократно обнаруживалась у активных групп [23—28]. Но необходимо иметь в виду, что в период 2—5. IX 1961 г. в ядре пятна α группы № 251 было обнаружено всплывание максимума магнитного поля (см. [10]), которое совпадает с периодом наибольшей вспышечной активности этой группы. Для окончательного выяснения существования связи между вспышечной активностью и временными изменениями вертикальных градиентов магнитного поля пятен (а также с явлением всплывания магнитного поля) нужно провести дополнительные наблюдения. Определение вертикального градиента магнитного поля для большого числа пятен и исследования связи между частотой появления хромосферных вспышек и временными изменениями dH/dh , возможно, дадут существенные сведения для понимания вспышечной активности групп пятен.

Основные выводы можно суммировать следующим образом.

1. Вертикальный градиент напряженности магнитного поля пятен dH/dh меняется с глубиной.
2. Численные значения dH/dh зависят от принятой модели солнечных пятен. Например, значения dH/dh по модели Маттига на порядок превышают значения вертикальных градиентов по модели Мишара.
3. Вертикальный градиент магнитного поля dH/dh меняется со временем; его значение для молодых пятен значительно больше, чем для старых; наибольшие значения вертикального градиента поля пятен dH/dh и период всплывания максимума магнитного поля пятна-лидера группы № 251 соответствуют фазе наибольшей вспышечной активности группы.

Еще раз отметим, что наш последний вывод является предварительным и требуются дальнейшие наблюдения. При вычислении dH/dh за средние оптические глубины образования линий поглощения были приняты значения τ , определенные для невозмущенной фотосферы, поэтому численные значения dH/dh необходимо рассматривать как приблизительные. Для более точного вычисления dH/dh в пятнах необходимо определение средних оптических глубин линий поглощения для моделей солнечных пятен.

В заключение приношу глубокую благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение результатов работы, ценные советы и замечания, В. Л. Хохловой за помощь при наблюдениях и Н. И. Райковой за изготовление окончательных иллюстраций.

2 декабря 1968 г.

Литература

1. R. King. *Astrophys. J.*, 1934, 80, 136.
2. G. E. Hale, S. B. Nicholson. *Magnetic observations of Sunspots 1917—1924*. Carnegie Inst. of Washington, 1938, pt. 1, p. 56.
3. J. Houtgast, A. van Sluiter. *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 1948, 10, 388, 325, 1948.
4. Э. А. Барановский, В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1959, 21, 180.
5. A. B. Severny, V. Bumba. *Observatory*, 1958, 78, N 902, 233.
6. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1965, 33, 34.
7. Д. А. Кузнецов, В. Е. Степанов. В сб. «Результаты наблюдений и исследований в период МГСС (Сибирь и Дальний Восток)», вып. 4. М., изд-во «Наука», 1967, стр. 67.
8. В. А. Котов. *Наст. том*, стр. 67.
9. Солнечные данные, 1961, 9, 33.
10. М. Д. Ж. Гусейнов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1968, 39.
11. W. Mattig. *Z. Astrophys.*, 1958, 44, 280.
12. R. Michard. *Ann. Astrophys.*, 1953, 16, 217.
13. Солнечные данные, 1961, 10, 34.
14. А. Б. Северный, Н. В. Стещенко, В. Л. Хохлова. *Астрон. ж.*, 1960, 37, 23.
15. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1955, 15, 31.
16. А. Б. Северный, В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1956, 16, 3.
17. C. E. St. John, C. E. Moore et al. *Revision of Rowlands preliminary table*. Carnegie Inst. of Washington Publ., 1928, N 396.
18. И. А. Асланов. *Каталог сдвигов и оптических глубин фраунгоферовых линий в атмосфере Солнца*. Баку, Изд-во АН Азерб.ССР, 1965.
19. И. А. Асланов, Ю. Д. Давидов, И. Салманов. *Сообщения Шемахинской астрофиз. obs.*, вып. IV (Физика Солнца), 1965, 44.
20. P. J. Treanor. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1960, 120, 412.
21. J. Jakimiec. *Acta Astronomica*, 1965, 15, N 2, 145.
22. Солнечные данные, 1961, 10, 39.
23. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1958, 20, 22; 1960, 22, 12; 1964, 31, 159.
24. R. Michard, Z. Monradian, M. Semel. *Ann. Astrophys.*, 1961, 24, N 1, 54.
25. С. И. Гонпасьук, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1963, 29, 15.
26. G. E. Moreton, A. B. Severny. *Astron. J.*, 1966, 71, 172; *Solar Phys.* 1968, 3, N 2, 282.
27. M. J. Martres, R. Michard, J. Soru-Iscovici. *Ann. Astrophys.* 1966, 29, N 3, 245, 249.
28. А. Б. Северный, А. М. Зверева. *Наст. том*, стр. 97.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ПРОТОННЫЕ ВСПЫШКИ
7 ИЮЛЯ И 2 СЕНТЯБРЯ 1966 ГОДА

А. М. Зверева, А. Б. Северный

Изучаются продольная и поперечная составляющие и полный вектор магнитных полей в двух группах пятен с протонными вспышками 7.VII 1966 г. и 28.VIII и 2.IX 1966 г. за период времени до и после вспышек (26 записей для первой и 43 для второй группы, см. табл. 1). В обоих случаях найдено, что перед вспышкой существенно возрастают градиенты поля для некоторых характерных направлений (фиг. 14), магнитная энергия и магнитный поток обеих полярностей $F_S + F_N$ (фиг. 15). Результирующий магнитный поток $\Phi = F_S - F_N$ через активную область, изменяя иногда свой знак, также достигает максимального значения перед вспышкой (фиг. 15). После протонной вспышки восстанавливаются предвспышечные значения этих величин. Изменение измеренного потока магнитной индукции со временем $\Delta\Phi/\Delta t$ перед вспышкой приводит к э.д.с. порядка 10^8 — 10^9 в в фиксированном контуре, охватывающем активную область. Найдено, что для сильных вспышек эта э.д.с. примерно в 10 раз больше э.д.с. индукции $\oint \mathbf{v} \times \mathbf{H} ds$, оцененной по измеренным скоростям. Указанные э.д.с. хорошо согласуются с энергией протонов, генерируемых протонными вспышками. Для согласования электрических токов, соответствующих такой э.д.с., с токами, фактически измеряемыми по градиентам поля ($\mathbf{j} = (c/4\pi) \text{rot } \mathbf{H}$), необходимо понизить электропроводность σ до значений 10^8 — 10^9 .

Вновь подтверждена тесная связь первых поярчений вспышек с нейтральной линией $H_{\parallel} = 0$ и областями бифуркаций векторного поля $\mathbf{H}_{\perp}$, появление вспышек в местах наивысшего градиента поля ($\Delta H_{\parallel}/\Delta s \geq 0,1$ гс/км), хотя некоторые яркие узлы возникают в областях очень высокой напряженности $H_{\parallel}$, а также вдали от них, на границе активной области (фиг. 18—19). Отмечено, что характерное для вспышек скрещивание векторов $\mathbf{H}_{\perp}$ может быть связано с различными уровнями в атмосфере Солнца, на которых располагаются трубки силовых линий, пересекающихся в данной области (фиг. 20—21). В местах возникновения вспышек поперечное поле может достигать высоких значений (от 200 до 1000 гс).

Карты напряженности полного поля показывают картину деления больших магнитных трубок силовых линий на мелкие по мере развития области (фиг. 23). Не найдено никакой связи мест возникновения вспышек ни с истинными нейтральными точками ($|\mathbf{H}| = 0$), ни с областями минимума полной напряженности $|\mathbf{H}|$ (фиг. 24—25). Вспышки появляются в областях высокого градиента $\Delta|\mathbf{H}|/\Delta s \geq 0,2$, иногда над областью максимальной напряженности $|\mathbf{H}|$.

Вновь найдена тесная связь мест возникновения вспышек с местами наибольшей плотности вертикального электрического тока j_z (фиг. 26—27). Впервые получена карта поперечных электрических токов $\mathbf{j}_{\perp}$ (фиг. 28); отмечено, что протонная вспышка 7.VII 1966 г. возникла в районе, где смыкаются противоположно направленные поперечные токи $\mathbf{j}_{\perp}$.

Карта распределения продольной электромагнитной силы (фиг. 29) показывает общее соответствие с направлением движений по лучу зрения, а также возможность действия сил противоположного направления на концы и среднюю часть волокон вспышки.

В «Заключении» отмечены трудности теории нейтральных точек по сравнению с механизмом разрыва токового шнура, который предложил Альвен и возможности которого расширяются результатами этой работы.

MAGNETIC FIELDS AND PROTON FLARES 6 JULY AND 2 SEPTEMBER 1966, by A. M. Zvereva, A. B. Severny.— Longitudinal, transversal components as well as total vector of solar magnetic field in two active spot-groups produced proton-flares of 7 July 1966 and 2 Sept. 1966 for the time interval before and after the flares are examined (26 records for the first and 43 for the second groups are specified in table 1, see also fig. 4—10). In both cases we found that the field gradients $\Delta H_{\parallel}/\Delta s$ for some specific directions (fig. 14), the magnetic energy $H^2V/8\pi$, and the total magnetic flux $F_S + F_N$ (fig. 15) increase appreciably before the flares. The net flux $\Phi = F_S - F_N$ (fig. 15) through the whole active area also reaches the peak-value before the flare changing sometimes its sign. All pre-flare values are recovered after the proton flares. The change of the net magnetic flux with time, $\Delta\Phi/\Delta t$, before the examined and some other flares leads to the e.m.f. $\sim 10^8$ — 10^9 volts in the fixed circuit containing the active region. It is found for important flares that this e.m.f. is about 10 times larger than e.m.f. $\oint [v \times H] ds$ due to inductance as it can be evaluated from measured velocities. Values of e.m.f. are in good agreement with the energies of protons generated by proton flares. To bring into agreement the electric currents corresponding to such e.m.f. with those measured from observed field gradients ($j = (c/4\pi)\text{rot } H$) the conductivity σ should be reduced to values 10^8 — 10^9 .

The close connection of the first appearances of flares with neutral lines $H_{\parallel} = 0$ and bifurcated regions of transverse field $H_{\perp}$, as well as the appearance of flares in the regions of higher field gradients ($\Delta H_{\parallel}/\Delta s \geq 0,1$ gs/km), have been confirmed, although some bright knots of flares appear in area of very strong longitudinal fields $H_{\parallel}$ as well as away from them, at the border of active regions (figures 18—19). The crossing of transverse fields $H_{\perp}$ peculiar and characteristic for flares regions can be connected with different levels corresponding in solar atmosphere to tubes of lines of force crossing this region (figures 20—24). The strength of transversal field in regions of flares can reach high values (200—1000 gauss).

The process of fission of large magnetic tubes of force into smaller pieces accompanying the development of active regions is observed (fig. 23). No connection of flare first bright appearances either with true neutral points ($|H| = 0$), or with the areas of minimal values of total strength $|H|$ has been found (figures 24—25). Flares appear in the regions of high field gradient $\Delta |H|/\Delta s \geq 0,2$, sometimes above the areas of maximal field strength $|H|$.

The close connection of the bright knots of flares with the points of maximal electric current density j_z is found again (figures 26—27). The map of transversal electric currents $j_{\perp}$ has been obtained at first. Proton flare of 7 July 1966 appeared in the area of the junction of oppositely directed transversal currents $j_{\perp}$. The map of distribution of longitudinal electromagnetic force (figure 29) shows the general agreement with the distribution of the directions of line of sight motions. This map indicates also a possibility of oppositely directed forces acting on the middle and on the ends of flare filament.

In conclusion the difficulties of the neutral point's theory of flares are mentioned, as compared with the mechanism of electric current interruptions (Alfvén and Carlqvist) the possibilities of which are extended by the results of the present paper.

§ 1. Сравнение одновременных записей поля в одной и той же линии на двух фотометрах

В этой работе рассмотрены магнитные поля, связанные с протонными вспышками 7.VII 1966 г. и 2.IX 1966 г. Предварительные результаты изучения протонной вспышки 7.VII изложены в [1]. Продольные $H_{\parallel}$ и поперечные $H_{\perp}$ поля активных групп пятен, породивших протонные вспышки 7.VII и 2.IX 1966 г., записывались систематически ежедневно, обычно по несколько раз в день, на двойном магнитографе КрАО (описан в [2]). Всего получено 26 записей $H_{\parallel}$, $H_{\perp}$ для первой вспышки и 43 — для второй. Все данные о записях сведены в табл. 1. В отличие от вспышки 7.VII для второй активной области делались записи на двух фотометрах в одной и той же линии $\lambda 5250$. Эти две независимые записи в одной и той же линии в принципе увеличивают надежность результатов, поскольку оба канала практически независимы, хотя и подвержены одинаковому влиянию качества изображений и ошибок сканирования.

При надлежащей фокусировке записи на обоих каналах, как $H_{\parallel}$, так и $H_{\perp}$, качественно совпадают; количественные различия (величины напряженности) не превосходят 15—20%. Это видно из фиг. 1, где сравниваются напряженности продольного поля $H_{\parallel}$ для одного и того же скана в $\lambda 5250$ на обоих фотометрах («зеленый» и «красный»). Другим свидетельством

Таблица 1

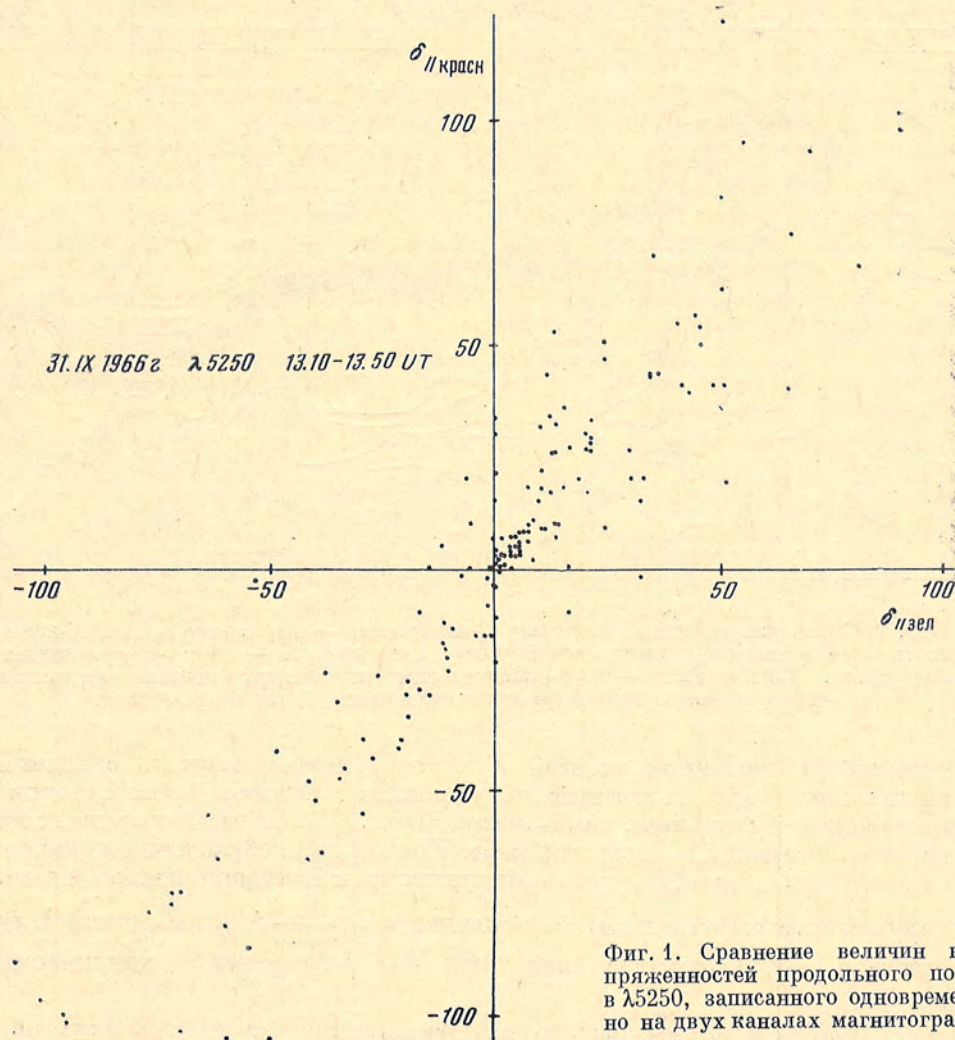
Дата 1966 г.	Время записи, УТ		λ , А	Фотометр	Поле	АТТ _з	β , град	Калибровка			
	Начало	Конец						Время	Отброс Е — W, мм	АТТ _к	1 ед., гс
4.VII	06.05	06.30	6103	Кр.		200	—	06.00	102	800	2,65
	08.20	08.45	5250	Зел.		5000	—	08.00	84	1000	3,81
	08.20	08.45	6103	Кр.		200	—	08.00	140	600	2,60
5.VII	06.00	06.50	5250	Зел.		1000	—	05.45	143	3000	3,70
	06.00	06.50	6103	Кр.		200	—	05.45	189	500	2,30
	08.00	08.30	5250	Зел.		300	—	05.45	429	3000	3,36
	08.00	08.30	5250	»	$\perp_1$	800	44	05.45	143	3000	—
	08.00	08.30	5250	»	$\perp_2$	800	44	05.45	143	3000	—
	08.35	10.10	5250	»	$\perp_2$	500	44	05.45	162	3000	—
	08.35	10.10	5250	»	$\perp_1$	500	44	05.45	162	3000	—
	08.35	10.10	6103	Кр.	$\perp_2$	100	44	05.45	156	600	—
	08.35	10.10	6103	»	$\perp_1$	100	44	05.45	156	600	—
6.VII	05.00	05.45	5250	Зел.		500	—	04.35	125	1000	6,40
	05.00	05.45	6103	Кр.		100	—	04.35	97	300	3,74
	05.48	06.25	5250	Зел.		500	—	04.35	125	1000	6,40
	05.48	06.25	6103	Кр.		100	—	04.35	97	300	3,74
	07.10	07.45	6103	»	$\perp_1$	200	45	06.25	204	500	—
	07.10	07.45	6103	»	$\perp_2$	200	45	06.25	204	500	—
7.VII	05.10	05.30	5250	Зел.		500	—		152	2000	2,63
	05.10	05.30	6103	Кр.		100	—	05.00	116	500	1,87
	06.20	06.30	4808	Зел.		250	—	06.00	136	1000	21,6
	06.20	06.30	4808	»	$\perp_1$	400	45	06.00	136	1000	—
	06.20	06.30	4808	»	$\perp_2$	400	45	06.00	136	1000	—
	06.30	06.45	4808	»		250	—	06.00	136	1000	21,6
	06.30	06.45	4808	»	$\perp_1$	400	45	06.00	136	1000	—
	06.30	06.45	4808	»	$\perp_2$	400	45	06.00	136	1000	—
	09.08	09.30	5250	»		500	—	09.00	136	2000	9,24
	09.08	09.30	5250	»	$\perp_1$	500	45	09.00	136	2000	—
	09.08	09.30	5250	»	$\perp_2$	500	45	09.00	136	2000	—
	09.33	10.00	5250	»		500	—	09.00	136	2000	9,24
	09.33	10.00	5250	»	$\perp_1$	500	45	09.00	136	2000	—
	09.33	10.00	5250	»	$\perp_2$	500	45	09.00	136	2000	—
	10.00	10.30	5250	»		500	—	09.00	136	2000	9,24
	10.00	10.30	5250	»	$\perp_1$	500	45	09.00	136	2000	—
	10.00	10.30	5250	»	$\perp_2$	500	45	09.00	136	2000	—
24.VIII	14.00	14.55	5250	Зел.		1000	—	—	92	2000	1,76
25.VIII	06.15	10.20	5250	»		2000	—	06.10	96	2000	3,32
26.VIII	10.35	11.45	5250	»	$\perp_1$	500	61	12.10	94	2000	—
	10.35	11.45	5250	Кр.	$\perp_1$	25	61	12.10	54	100	—
	11.45	14.15	5250	Зел.	$\perp_2$	500	61	12.10	94	2000	—
	11.45	14.15	5250	Кр.	$\perp_2$	25	61	12.10	54	100	—
	14.15	15.30	5250	Зел.		500	—	14.15	125	1000	1,26
								15.30	43	500	
	14.15	15.30	5250	Кр.		25	—	14.15	65	25	3,46
								15.30	24		

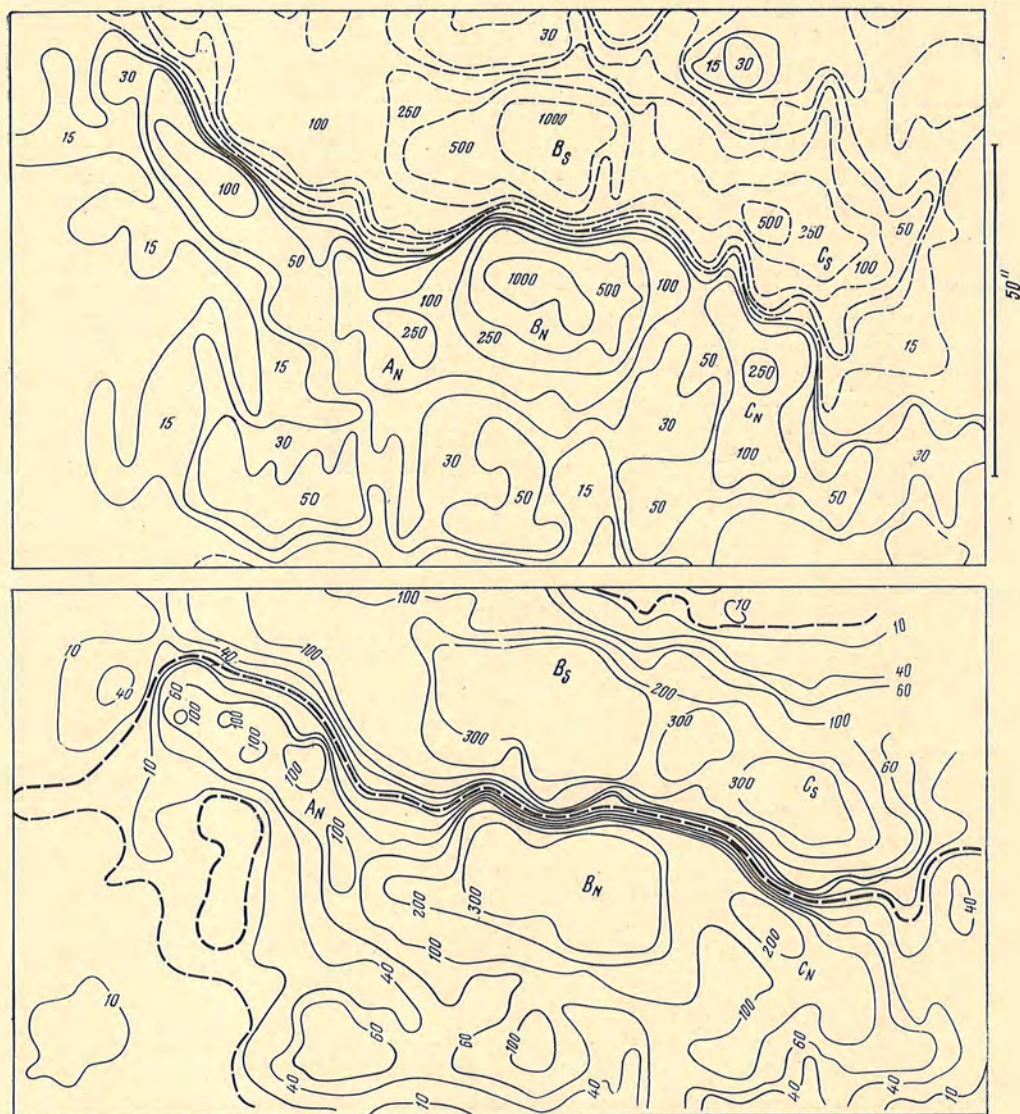
Таблица 1 (продолжение)

Дата 1966 г.	Время записи, УТ		λ, А	Фотометр	Поле	АТТ _з	β, град	Калибровка			
	Начало	Конец						Время	Отброс Е — W, мм	АТТ _к	1 ед., зс
27.VIII	06.32	09.10	5250	Зел.		1500	—	06.25	77	4000	1,39
								07.50	158	1500	
	06.32	09.10	5250	Кр.		60	—	06.25	85	60	2,78
								07.50	97		
29.VIII	12.00		5250	Зел.		2000	—	11.30	137	2000	1,78
30.VIII	05.30	06.00	5250	»		2000	—	05.00	72	2000	2,55
								06.10	129		
	05.30	06.00	5250	Кр.		50	—	05.00	37	100	2,98
								06.10	94	50	
	09.25	10.00	5250	Зел.	⊥ ₂	500	45	07.20	152	2000	—
	10.00	10.40	5250	»	⊥ ₁	500	45	07.20	152	2000	—
	10.50	11.35	5250	»		2000	—	11.35	110	3000	1,50
	11.40	13.40	5250	»		2000	—	11.40	101	3000	1,65
	11.40	13.40	6103	Кр.		50	—	11.40	104	100	1,55
	13.40	14.10	5250	Зел.	⊥ ₁	1000	60	11.40	101	3000	—
	13.40	14.10	6103	Кр.	⊥ ₁	30	60	11.40	104	100	—
	14.10	14.35	5250	Зел.	⊥ ₂	1000	60	11.40	101	3000	—
	14.10	14.35	6103	Кр.	⊥ ₂	30	60	11.40	104	100	—
31.VIII	05.35	06.35	5250	Зел.		2000	—	05.30	120	2000	2,25
	10.00	10.43	5250	»	⊥ ₁	500	29	09.50	90	2000	—
	10.00	10.43	6103	Кр.	⊥ ₁	30	29	09.50	99	80	—
	10.43	11.30	5250	Зел.	⊥ ₂	500	29	09.50	90	2000	—
	10.43	11.30	6103	Кр.	⊥ ₂	30	29	09.50	99	80	—
	11.32	12.03	5250	Зел.		2000	—	12.03	61	2000	4,36
	11.32	12.03	5250	Кр.		80	—	12.03	91	80	2,93
	13.10	13.50	5250	Зел.		1000	—	13.10	74	1000	3,87
								13.50	64		
	13.10	13.50	5250	Кр.		80	—	13.10	86	80	3,34
								13.50	74		
	13.52	14.25	5250	Зел.		1000	—	13.50	64	1000	4,60
								14.25	52		
	14.30	15.00	5250	»	⊥ ₂	500	48	14.45	215	1000	—
	14.30	15.00	6103	Кр.	⊥ ₂	20	48	14.45	57	80	—
1.IX	15.00	15.30	5250	Зел.	⊥ ₁	500	48	14.45	215	1000	—
	15.00	15.30	6103	Кр.	⊥ ₁	20	48	15.30	97	20	—
	06.00	06.40	5250	Зел.		4000	—	05.45	115	4000	2,47
								06.40	119		
	06.40	07.00	5250	»	⊥ ₁	4000	40	06.40	119	4000	—
	06.40	07.00	5250	Кр.	⊥ ₁	100	40	06.40	147	100	—
	07.00	07.30	5250	Зел.	⊥ ₂	4000	40	07.50	77	4000	—
	07.00	07.30	5250	Кр.	⊥ ₂	100	40	06.40	147	100	—
	08.07	08.30	5250	Зел.	⊥ ₂	2000	60	07.50	77	4000	—
	08.07	08.30	6103	Кр.	⊥ ₂	50	60	07.50	107	100	—
	08.30	08.50	5250	Зел.	⊥ ₁	2000	60	08.50	153	2000	—
	08.30	08.50	6103	Кр.	⊥ ₁	50	60	08.50	231	50	—
	08.50	10.00	5250	Зел.		4000	—	08.50	153	2000	2,90
	10.20	10.50	5250	»		2000	—	10.10	161	2000	2,00
								10.15	77	4000	

Таблица 1 (окончание)

Дата 1966 г.	Время записи, UT		λ , А	Фотометр	Поле	АТТ _з	β , град	Калибровка			
	Начало	Конец						Время	Отброс E—W, мм	АТТ _к	1.с.т., гс
2. IX	10.20	10.50	H _{α}	Кр.		50	—	10.10	62	200	2,59
	10.50	11.10	5250	Зел.		2000	—	10.15	77	4000	2,43
	10.50	11.10	H _{α}	Кр.		50	—	10.10	62	200	2,59
								11.20	220	50	
	06.00	07.15	5250	Зел.		2000	—	06.00	143	2000	2,31
	06.00	07.15	5250	Кр.		60	—	06.00	145	60	2,26
	08.50	09.25	5250	Зел.		8000	—	09.25	129	8000	2,55
	08.50	09.25	5250	Кр.		100	—	09.25	86	100	3.80
	10.55	11.30	5250	Зел.	$\perp_2$	2000	59	09.25	129	8000	—
	10.55	11.30	5250	Кр.	$\perp_2$	20	59	09.25	86	100	—
	11.30	12.00	5250	Зел.	$\perp_1$	2000	59	09.25	129	8000	—
	11.30	12.00	5250	Кр.	$\perp_1$	20	59	09,25	36	100	—

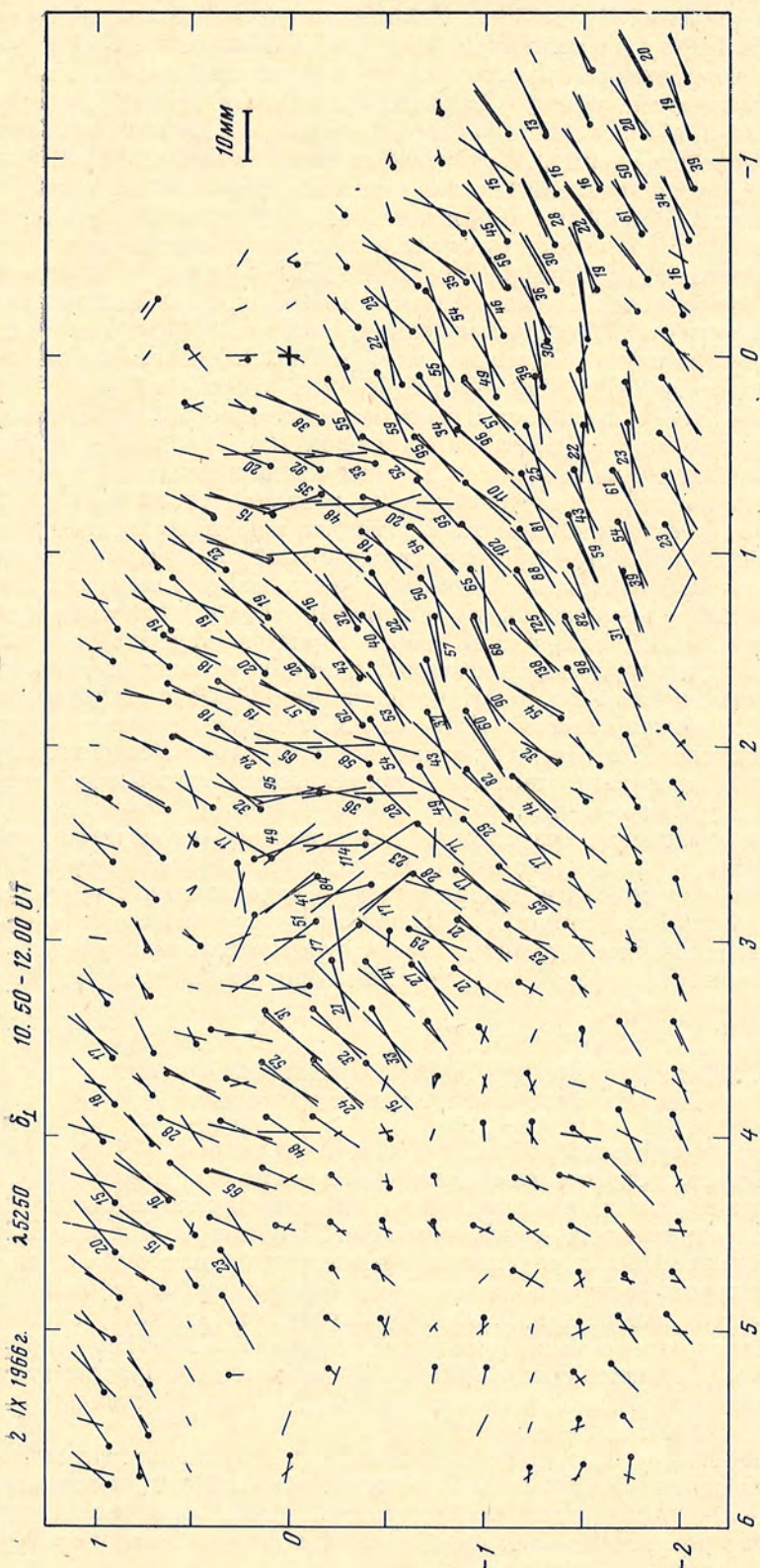
Фиг. 1. Сравнение величин напряженностей продольного поля в λ 5250, записанного одновременно на двух каналах магнитографа



Фиг. 2. Сравнение медонской (наверху, S -полярность — штриховые линии, N -полярность — сплошные линии) и крымской (внизу, S -полярность — цифры в вертикальном положении, N -полярность — в горизонтальном положении, жирная штриховая — нейтральная линия) карт магнитного поля $H_{\parallel}$ за 5.VII 1966 г.

надежности сделанных записей и карт $H_{\parallel}$ может служить сравнение наших карт с картами изогauss, полученными в Медонской обсерватории и построенными с помощью ламбдаметра ¹ (фиг. 2). Мы видим хорошее соответствие крымских и медонских карт. Количественное различие появляется, когда мы используем вместо напряженностей, пропорциональных сигналу магнитографа согласно соотношению $\delta_{\parallel} = \frac{\partial I_{\lambda}}{\partial \lambda} \Delta \lambda_N$, фактическую напряженность продольного поля, как она определяется эмпирической

¹ Карты за пять дней были любезно предоставлены нам проф. Р. Мишаром.



Фиг. 3. Сравнение одновременно измеренных 2.IX 1966 г. на двух каналах, но в одной и той же линии $\lambda 5250$ векторов поперечных колебаний $\delta_{\perp}$ (простая черточка — «зеленый» фотометр, черточка с точкой — «красный»)

калибровочной кривой сигналов $\delta_{\parallel}$, полученной в [3]. Это различие появляется для значений $H_{\parallel} > 100$ гс. Если бы мы использовали эти неисправленные (за эффект насыщения) и везде далее обозначенные на картах значения, то максимальная напряженность не превосходила бы 500 гс, тогда как в пятнах она заведомо более 1000 гс, и соответственно величина энергии активной области (см. § 3) едва бы достигала значения, необходимого для производства вспышки с потерей энергии порядка $10^{31} - 10^{32}$ эрг.

Сравнение карт направлений и длин вектора поперечных колебаний $\delta_{\perp}$ (см. пример для 2.IX на фиг. 3) при одновременной записи в одной и той же линии $\lambda 5250$ позволяет также оценить надежность измерений азимута вектора поперечных колебаний. Так, для 1.IX различия направлений $\geq (30 \div 40^\circ)$ встречаются в десяти случаях из 143, т. е. в 7% случаев, и только в одном случае (0,7%) расхождение достигает 60° . Второе аналогичное сравнение (154 случая) сделано для карт $\delta_{\perp}$ 2.IX (фиг. 3). Оно дает 8,5% для расхождений $\geq (30 \div 40^\circ)$ и 2% для отклонений $\geq 60^\circ$.

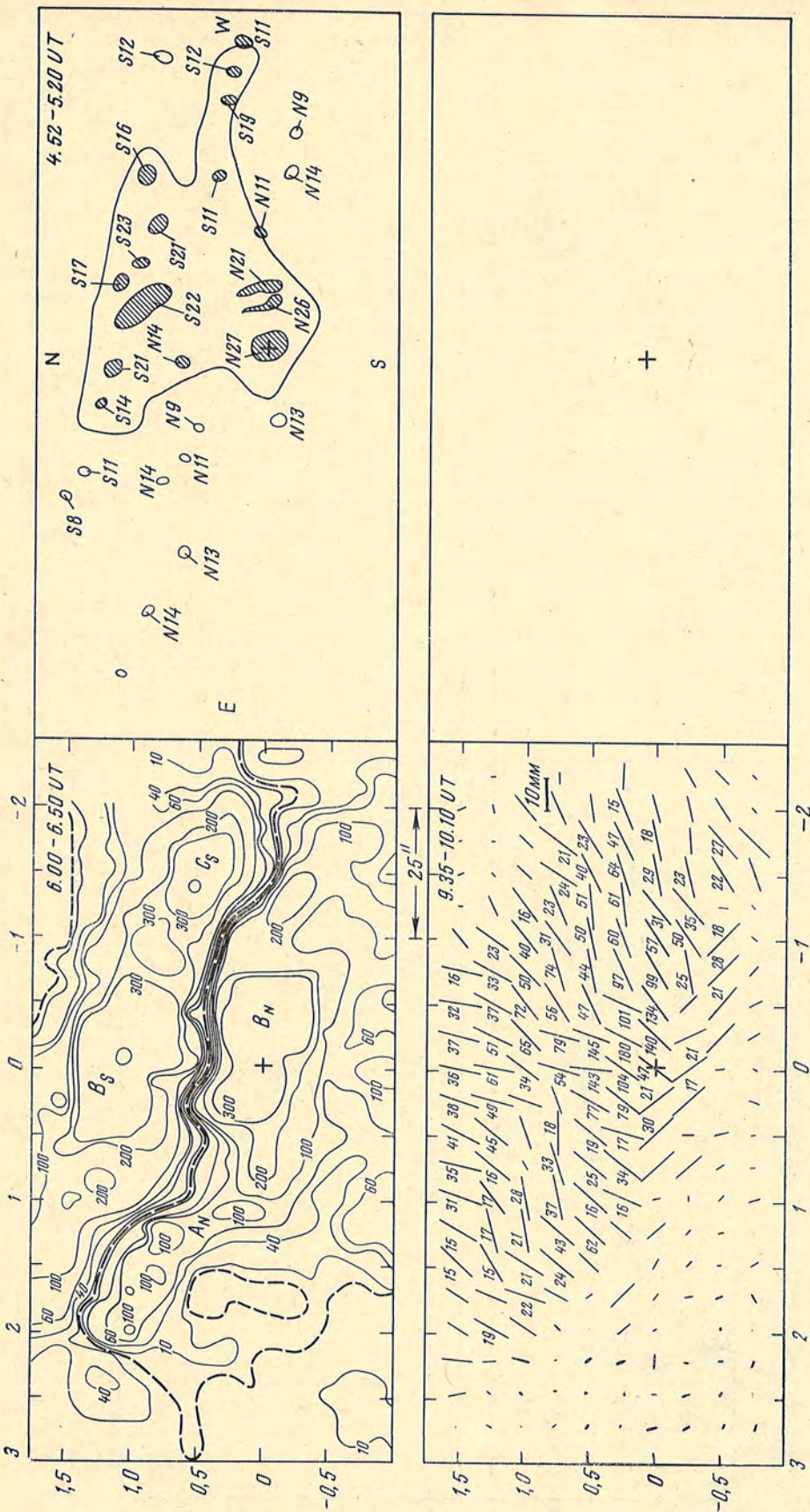
Далее, 30 и 31.VII специально были сделаны такие записи, что вслед за одновременной записью трех составляющих $H_{\parallel}$, $H_{\perp 1}$ и $H_{\perp 2}$ в $\lambda 5250$ выполнялись раздельные записи этих составляющих на том же фотометре, чтобы выявить возможные систематические различия обоих методов регистрации. Они могут возникать из-за того, что в первом случае модуляция состояния поляризации происходит с частотой 22 гц и компенсатор скорости (плоскопараллельная пластинка) держит линию в некотором промежуточном (между положениями фиксированной $1/4$ λ -пластинки для $H_{\perp 1}$ и $H_{\perp 2}$) положении, тогда как во втором случае компенсатор скорости держит линию в этих крайних положениях, соответствующих направлению оси $1/4$ λ -пластинки под 45° к направлению оси ADP и направлению этой оси, совпадающему с осью ADP (см. [4]). Сравнение показало, что различия обоих способов записи практически нет: если они и имеются, то в пределах ошибок, характерных для одновременных записей одной и той же линии на двух фотометрах.

Эти результаты весьма существенны для суждения о точности регистрации поперечного поля в связи с найденным ранее эффектом вращения вектора поперечных колебаний при переходе от одной линии к другой и в пределах одной и той же линии [5]. Поскольку это вращение в отдельных местах (главным образом у границы пятен) существенно превосходит 60° (см. ниже), то отнести эффект [5] к случайным ошибкам не представляется возможным.

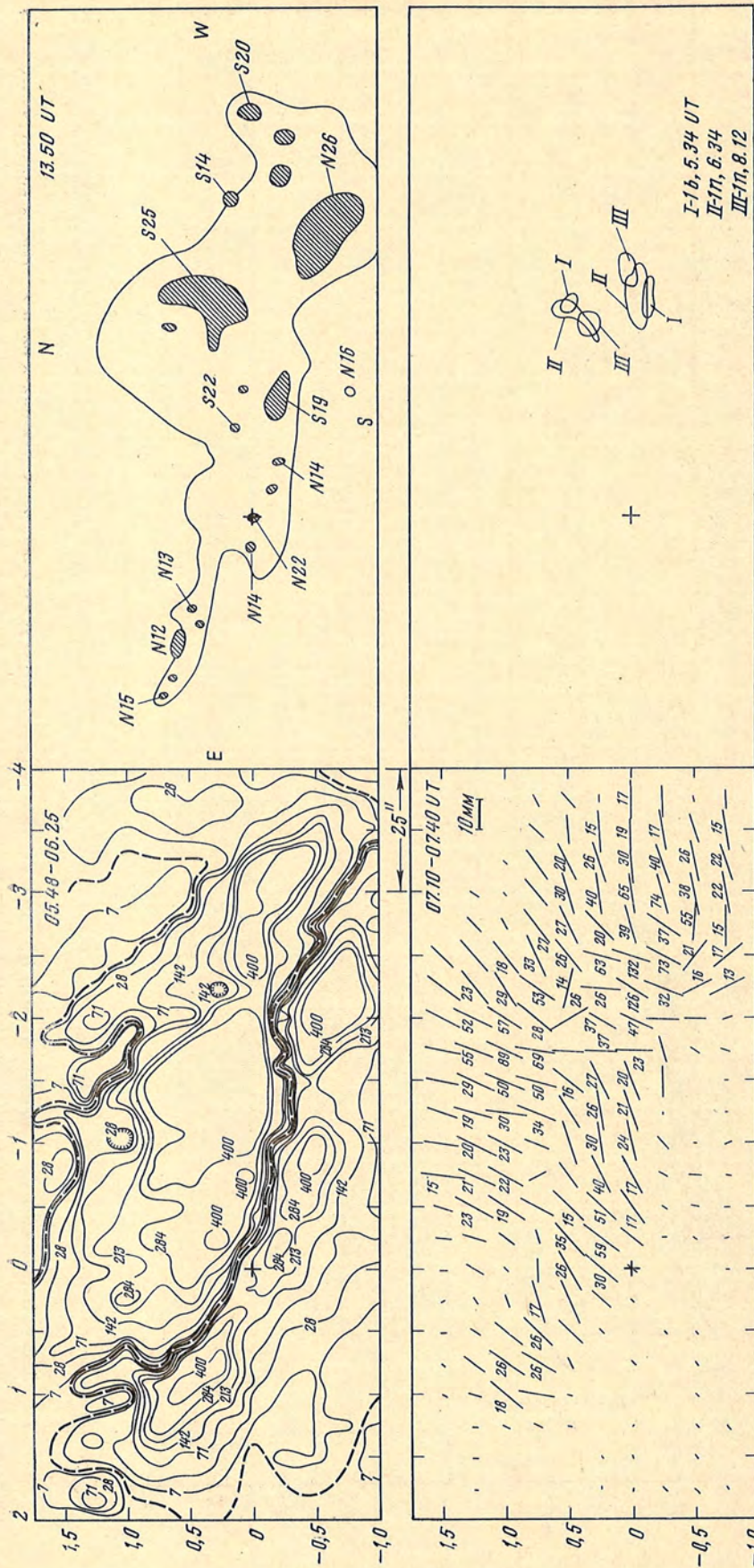
§ 2. Данные наблюдений, карты магнитного поля, общий характер магнитных конфигураций

Сканирование активной области (обычно размером $\sim 100 \times 150''$) велось, как обычно, при расстоянии между сканами по δ , равном $6'',25$ (единицы длины по вертикали и горизонтали одинаковы и указаны на картах фиг. 4—10), и разрешением — размером щели $2'',5$ (по α) $\times 4'',5$ или $9''$ (по δ), что дает сплошное, без пропусков, покрытие рассматриваемой активной области. Одновременно велись записи лучевой скорости (при записи $H_{\parallel}$) и интенсивности в центре линий. В ряде случаев (см. табл. 1) $H_{\parallel}$ и $H_{\perp}$ регистрировались одновременно методом, описанным в [4]. Записи поля для первой активной области (июль 1966 г.) автоматически исправлялись за колебания яркости [6]; при записи второй области (август-сентябрь) автоматическое устройство не работало.

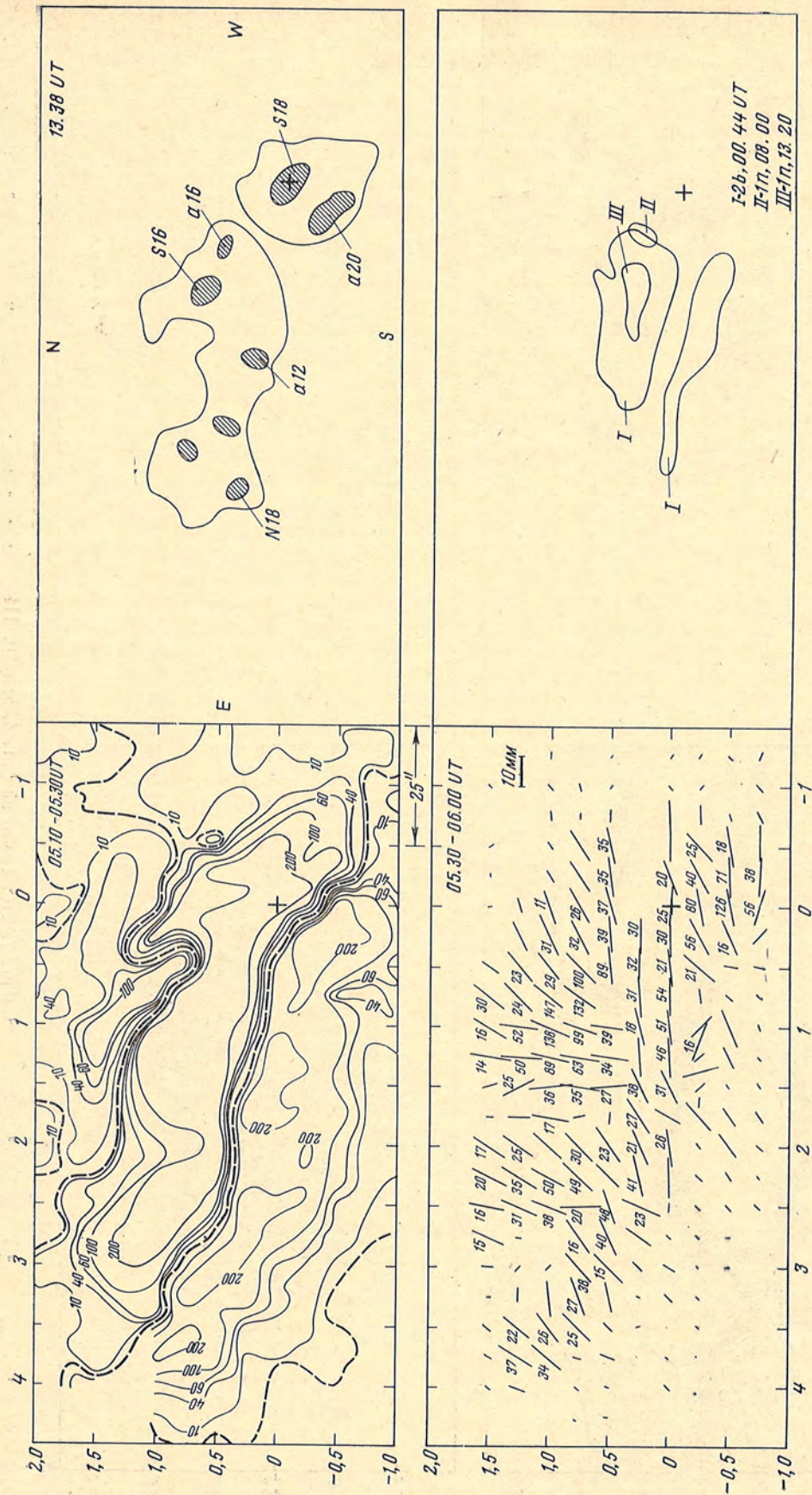
Для калибровки отклонений самописца $H_{\parallel}$ (в гс) использовались следующие соотношения [7] для полного отклонения самописца при калибровке и переходе от E- к W-краю изображения Солнца, если записи продольного поля производятся отдельно от записи поперечного поля $H_{\perp}$ и



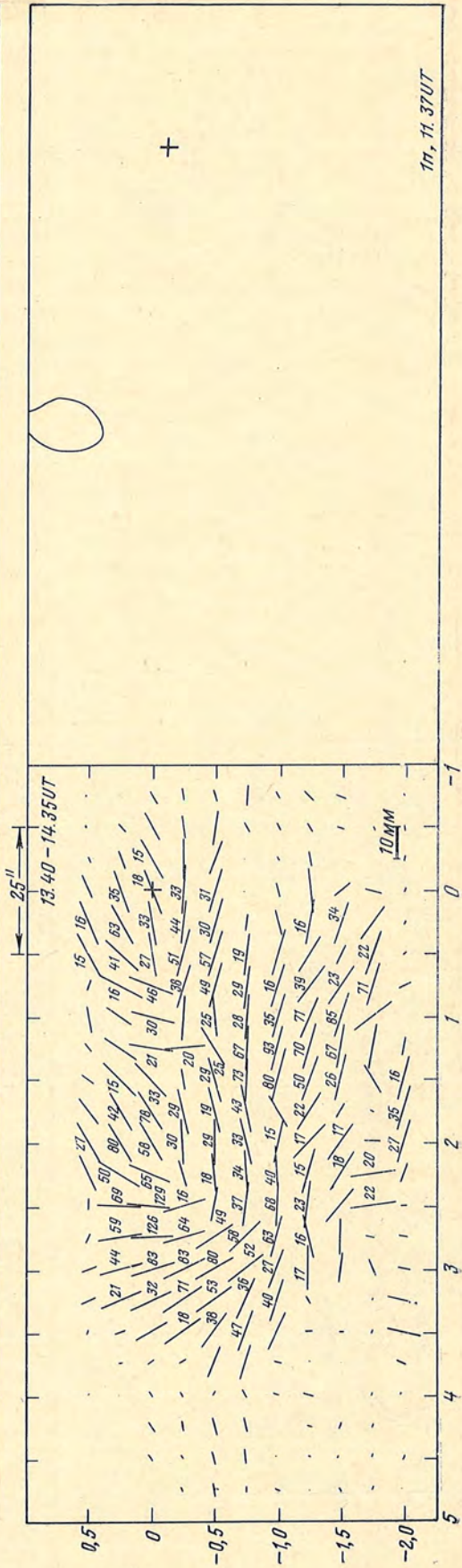
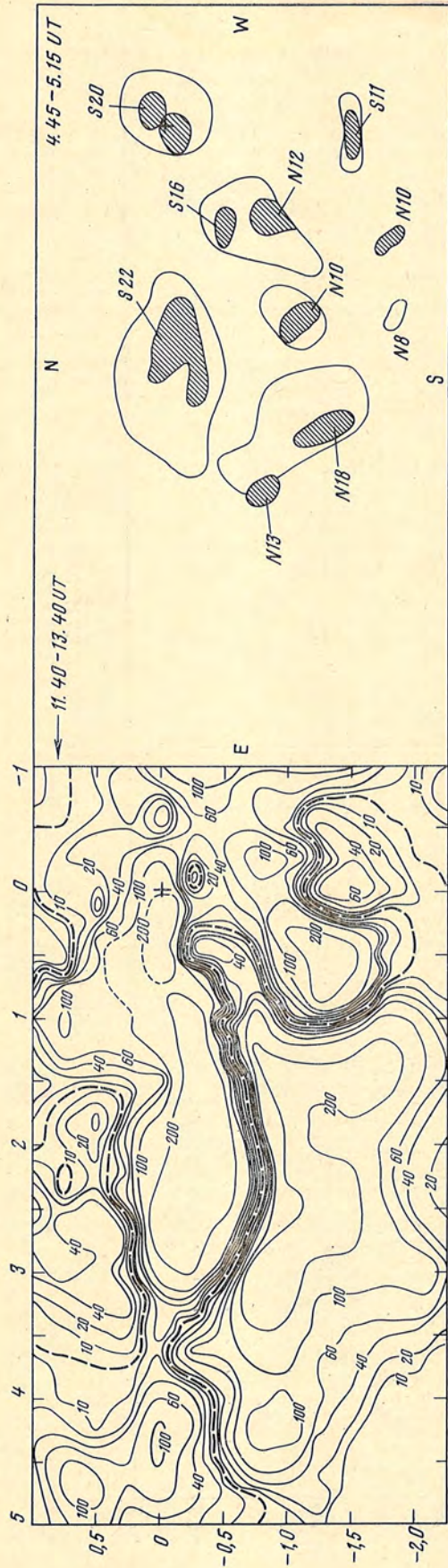
Фиг. 4. Карты изогнаус продольного поля H (слева сверху) и сигналов поперечного поля δ_L (слева внизу). Числа на карте изогнаус — величины сигнала продольного поля в св — не исправлены на яркость согласно табл. 4, числа на карте δ_L — значения $\delta^2_{L1} + \delta^2_{L2}$ в мм оригинальной записи (шкала 10 мм показана в правой части карты). Эскиз солнечных пятен (справа сверху) сделан с использованием фототегиограмм или зарисовок, полученных при измерении полей пятен, эскиз вспышек — с помощью $H\alpha$ -фильмов. Одну карту можно привести в соответствие с другой с помощью креста



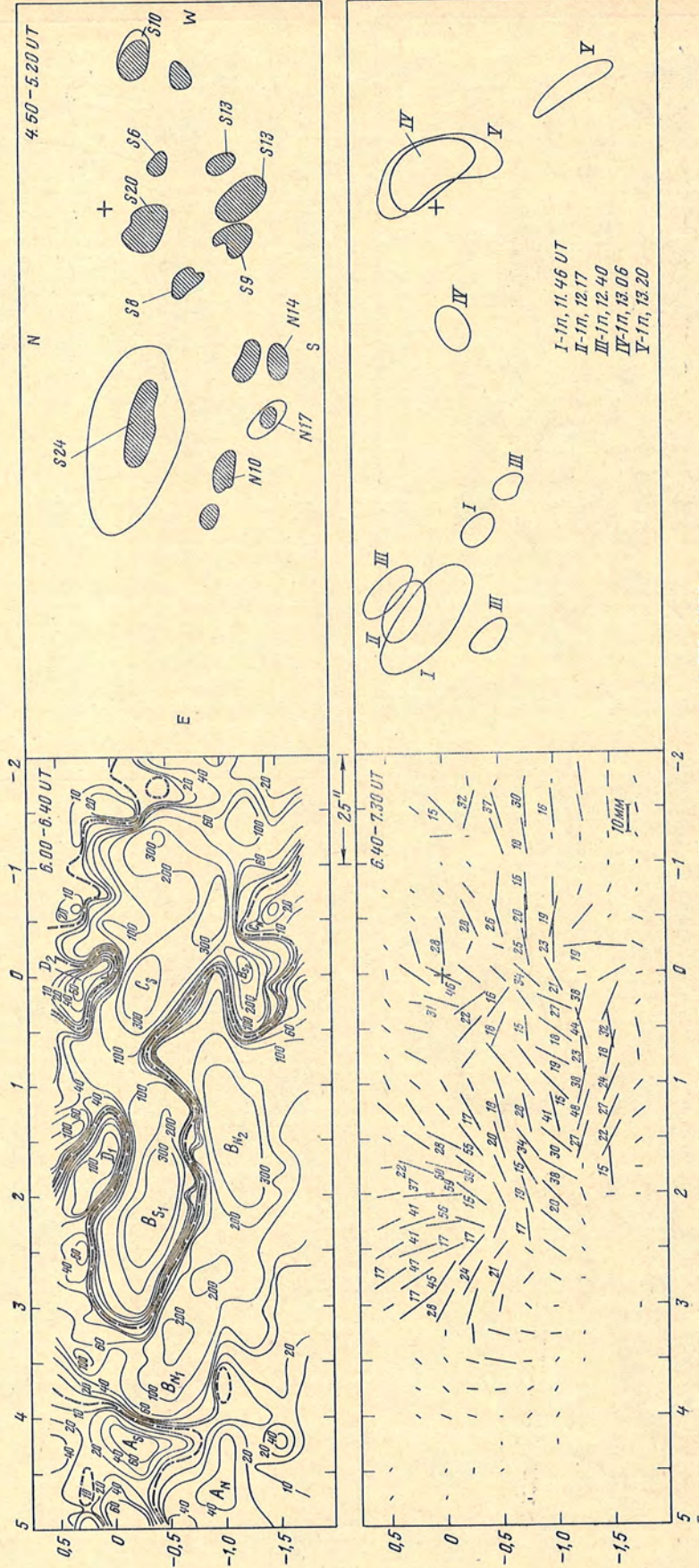
Фиг. 5. То же, что на рис. 4, для 6.VII 1966 г.



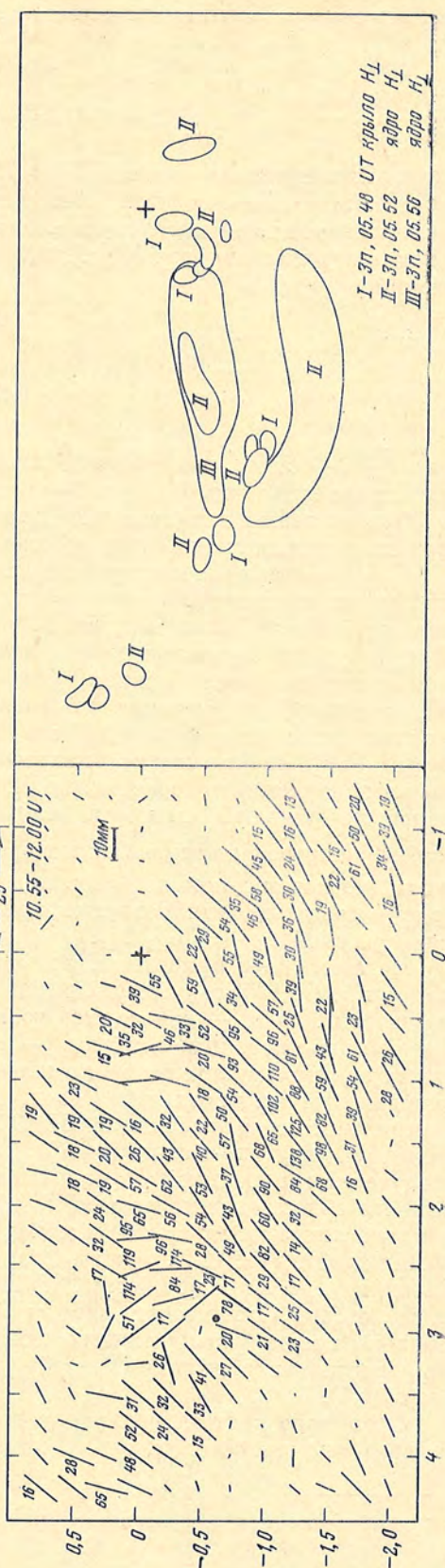
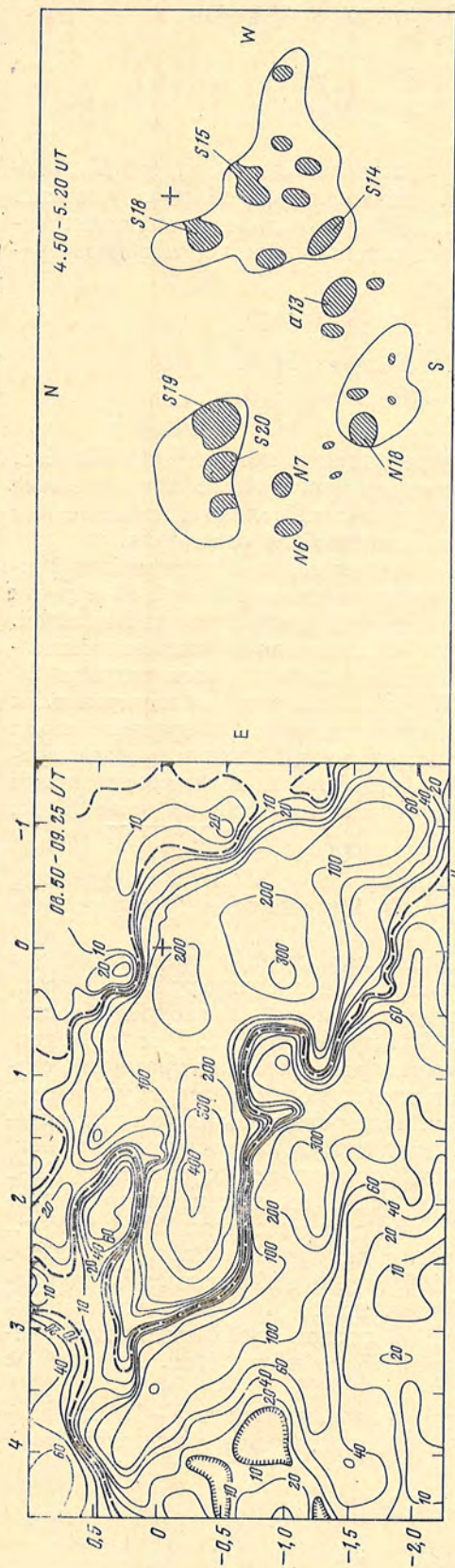
Фиг. 6. То же, что на фиг. 4, для 7.VII 1966 г.



Фиг. 7. То же, что на фиг. 4, для 30. III



Фиг. 9. То же, что на фиг. 4, для 4.IX 1966 г.



Фиг. 10. То же, что на фиг. 4, для 2.IX 1966.

запись автоматически исправляется за изменение яркости.

$\lambda \text{ \AA}$	5250	6103	4808
$E-W, \text{ гс}$	1600	2088	3936

Для одновременных записей $H_{\parallel}$ и $H_{\perp}$ чувствительность записей $H_{\parallel}$, теоретически уменьшающаяся в два раза, уменьшалась в три раза (согласно эмпирическим данным). В случае, когда компенсатор яркости отключен (записи в августе-сентябре 1966 г.), калибровка выполнялась с помощью выражений,

$$(E - W) [\text{гс}] = \begin{cases} 240 I_c / I_0 & \text{для } \lambda 5250, \\ 310 I_c / I_0 & \text{для } \lambda 6103, \\ 588 I_c / I_0 & \text{для } \lambda 4808, \end{cases}$$

где I_c / I_0 — отношение яркости в центре диска к яркости той области, где измеряется поле. На фиг. 7—10 приведены изогaussы, не исправленные за яркость тени и полутени пятен; это исправление делалось впоследствии при вычислении градиентов, потоков и магнитной энергии поля.

Далее, сигнал магнитографа $\delta_{\parallel}$ при записях $H_{\parallel}$ пропорционален фактическому значению $H_{\parallel}$ только для малых значений $H_{\parallel}$ (≤ 100 гс); для значения $H_{\parallel} \approx 300$ гс сигнал $\delta_{\parallel}$ практически полностью насыщается. Для получения правильных значений $H_{\parallel}$ в гс использовалась эмпирическая калибровочная кривая, связывающая сигнал магнитографа $\delta_{\parallel}$ с фактической напряженностью поля $H_{\parallel}$ [3]. Аналогичная эмпирическая кривая использовалась для зависимости сигнала поперечного поля $\delta_{\perp} / (E - W)$ от фактической напряженности поля $H_{\perp}$ для получения правильных значений поперечного поля. Основными первичными результатами обработки записей являются карты изогauss продольного поля $H_{\parallel}$ и карты распределения сигналов поперечного поля $\delta_{\perp} = \sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2}$ (в м.м.) в виде черточек, длина которых, поделенная на $E - W$ (табл. 1), дает $H_{\perp}$ (в гс) с помощью калибровочных кривых [3]. Направление $H_{\perp}$ определяется формулой $\text{tg } \theta = \delta_{\perp 1} / \delta_{\perp 2}$.

На фиг. 4—6 приведены, как наиболее характерные примеры, карты за 5, 6 и 7.VII 1966 г. для области, давшей протонную вспышку 7.VII 1966 г., а на фиг. 7—10 — некоторые избранные карты для второй области, давшей две протонные вспышки — 28.VIII и 2.IX 1966 г. Там же приводятся эскизы группы пятен по зарисовкам (или фотогелиограммам), сделанным при рутинных измерениях магнитных полей пятен с указанием напряженности поля (для 6.VII 1966 г. взяты средние значения по определениям других обсерваторий). Приводятся также эскизы вспышек, полученные проекцией H_{α} -кинофильмов, снятых на коронографе КГ-1 (съемка области вне полосы $\pm 0,5 \text{ \AA}$ от центра H_{α} позволяла легко отождествлять пятна на их эскизе и на H_{α} -фильме); для вспышки 7.VII 1966 г., возникшей в $0^{\text{h}}30^{\text{m}}UT$, эскизы получены с кинофильма СиБИЗМИРАН¹. Магнитные поля и вспышки 28.VIII 1966 г. не наблюдались из-за плохой погоды. Совмещение карт и эскизов может быть проведено с помощью креста, совпадающего обычно с пятном, избранным для сканирования изображения всей активной области (см. подробнее ниже § 4).

Сравнение карт за различные дни для первой области 5—7.VII показывает, что они очень сходны. То же самое справедливо и для второй об-

¹ Любезно предоставленного нам В. Г. Баниным.

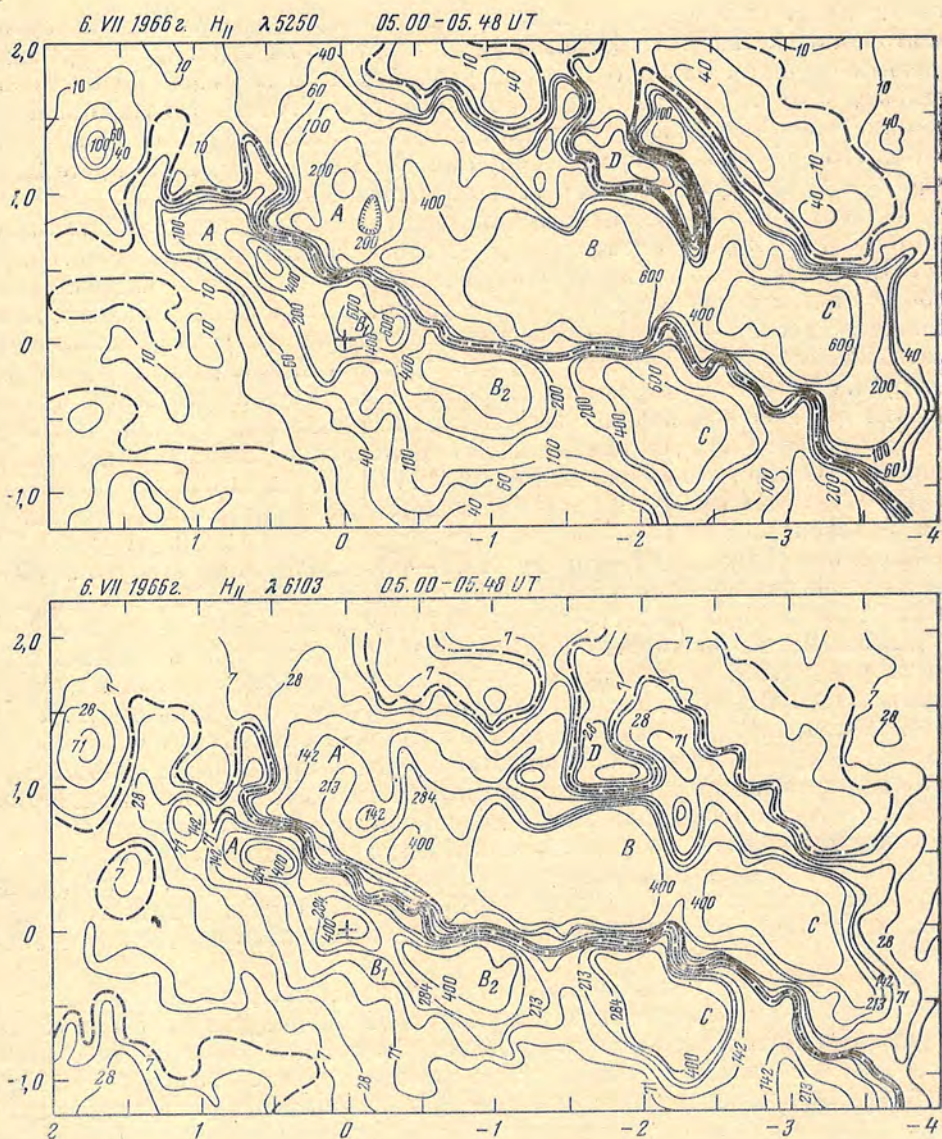
ласти. Более того, поражает общее сходство конфигураций поля для первой и второй областей, хотя обе они принадлежат, по-видимому, к совершенно разным группам. Именно первая группа, давшая вспышку 7.VII, имела широту $\varphi = 34^\circ$, и во втором обороте (25.VII—7.VIII) она или пропала, или же очень сместилась по широте и превратилась в униполярное пятно с широтой $\varphi = 25^\circ$. В третьем обороте (24.VIII—2.IX) на широте $22^\circ, 5$ наблюдалась вторая активная область, давшая вспышку 2.IX.

Известно, что во многих случаях линия раздела полярностей располагается близко к направлению север — юг, отделяя лидер от хвостового пятна. В то же время в обеих рассматриваемых группах фронт, разделяющий обе полярности (или магнитная ось группы), располагается близко к направлению восток — запад. Более того, совершенно сходное расположение магнитной оси было у многих групп с протонными вспышками, например 14 и 16.VII 1959 г., изученное подробно в [8]. Характерно далее, что из девяти случаев сильнейших вспышек с космическими лучами, рассмотренных ранее в [9], в семи наблюдается аналогичное расположение магнитной оси. Именно, это случаи вспышек: 25.VII 1946 г., 16.14 UT (ось строго E—W); 19.XI 1949 г., 10.30 UT (в этом случае магнитная ось наклонена в NE-сторону под углом $\sim 45^\circ$ к направлению NS); 23.II 1956 г., 03.31 UT (наклон оси также в NE-сторону от E — W-направления под углом $30-40^\circ$); упомянутая вспышка 16.VII 1959 г., 21.41 UT (ось в E — W-направлении); 12.XI 1960 г., 13.15 UT и 15.XI 1960 г., 02.07 UT (ось вдоль E — W); наконец, вспышка 1.IV 1960 г., 09.15 UT (ось слабо отклонена в ту же сторону NE от направления E — W). Подобное расположение магнитной оси группы, причем с одним и тем же отклонением в сторону NE от E — W-направления, едва ли можно признать случайным. Оно, по-видимому, характерно для большинства групп с протонными вспышками, если даже пятна и поля слабые, как это имело место для вспышки 28.IX 1951 г. В то же время едва ли это можно считать достаточным признаком, так как наблюдаются случаи возникновения протонных вспышек балла 3 в группах, где магнитная ось расположена в направлении N — S: например, вспышки балла 3 7.VII 1958 г., 16 и 22.VIII 1958 г. и, возможно, некоторые другие. Было бы очень важно более подробно изучить этот вопрос.

Это сходство магнитных конфигураций в рассматриваемых нами случаях, однако, не сопровождается сходством конфигураций пятен обеих групп. Напротив, даже для каждой группы заметны сильные изменения вида и расположения пятен в группе ото дня ко дню. Это обстоятельство следует иметь в виду при попытках составить заключение о структуре магнитного поля по внешнему виду групп и пятен в ней: в таких сравнительно сложных группах подобные заключения могут оказаться ненадежными.

Далее, сходство магнитных конфигураций не ограничивается только одинаковым расположением магнитной оси. В обоих случаях первой и второй областей мы имеем два фронта магнитных холмов противоположной полярности, противостоящих друг другу: в верхнем районе S-полярности — это A_S, B_S, C_S , а в нижнем — это A_N, B_N, C_N ; иногда два холма сливаются, а порой из трех выделяется четвертый. Аналогия имеется и в общем характере поперечных полей, особенно если сравнивать первую июльскую область с данными 31.VIII—2.IX: в обоих случаях заметно выступает поток стрелок-векторов $\delta_\perp$ в направлении NW (или SE), — перпендикулярном направлению магнитной оси группы, как это и следует ожидать согласно простым представлениям о поведении силовых линий между двумя противостоящими фронтами N- и S-полюсов.

Сохранению общего сходства магнитных конфигураций с течением времени сопутствует еще более полное сходство их на разных глубинах атмосферы, как показывает сравнение карт в $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$ (для первой области,



Фиг. 11. Сравнение карт изогаусс для $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$ для одного дня

см. фиг. 11). Форма соответствующих изогаусс одинакова на картах в $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$, однако площадь внутри контуров с данной напряженностью заметно больше для $\lambda 5250$, чем для $\lambda 6103$ для всех случаев (фиг. 11). Например, на фиг. 11 видно, что изогаусса 600 для $\lambda 5250$ совпадает с изогауссой 400 для $\lambda 6103$. В то же время сравнение, сделанное для 7.VII, показывает, что контур данной напряженности для $\lambda 4808$ уже, чем для $\lambda 5250$. Это следует также из соответствующей планиметрии. Однако сравнение карт только продольного поля не говорит еще о том, как распределяется поле по глубине (в смысле, на каких глубинах оно сконцентрировано, см. ниже о полном векторе поля § 5). В то же время можно сказать, что магнитный поток продольного поля убывает по крайней мере в самых поверхностных слоях, т. е. силовые линии расходятся по мере выхода наружу, как этого и следует ожидать.

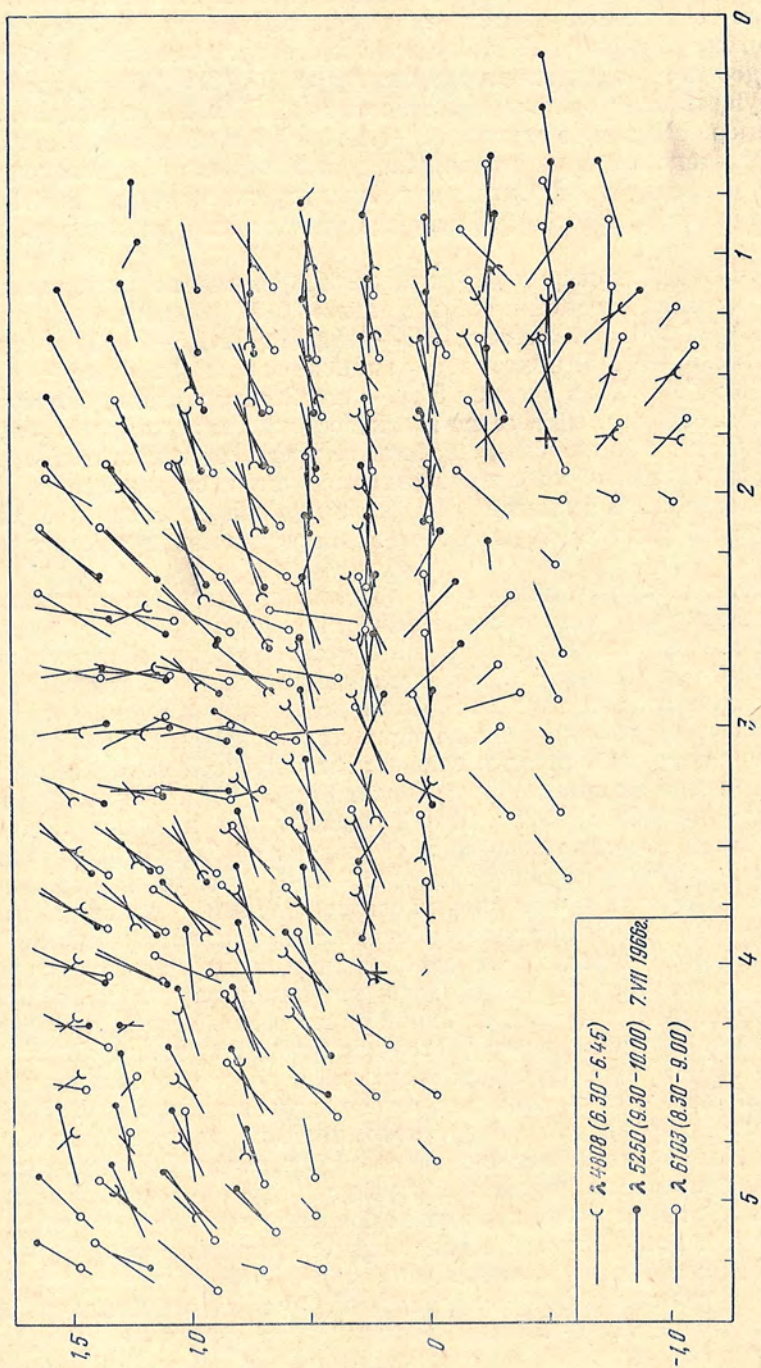
Единственное систематическое отличие между картами изогauss $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$ заключается в наличии небольшого сдвига магнитных холмов $\lambda 6103$ к востоку относительно холмов $\lambda 5250$. Этот эффект мал: около $2''{,}5$ в среднем для всех холмов на пяти картах первой активной области для сдвига к востоку и около $1''{,}8$ для сдвига к северу. Для второй области материал недостаточен: мы имеем одну карту за 30.VIII 1966 г., где средний сдвиг существенно больше и составляет $6''{,}7$, хотя группа 30.VIII была ближе к центру, чем группа 4—7.VII 1966 г. Изменение эффекта проекции с расстоянием от центра должно действовать в противоположную сторону, т. е. увеличивать эффект к краю, если трубки силовых линий более или менее радиальны. Поэтому эффект сдвига едва ли связан с эффектом проекции.

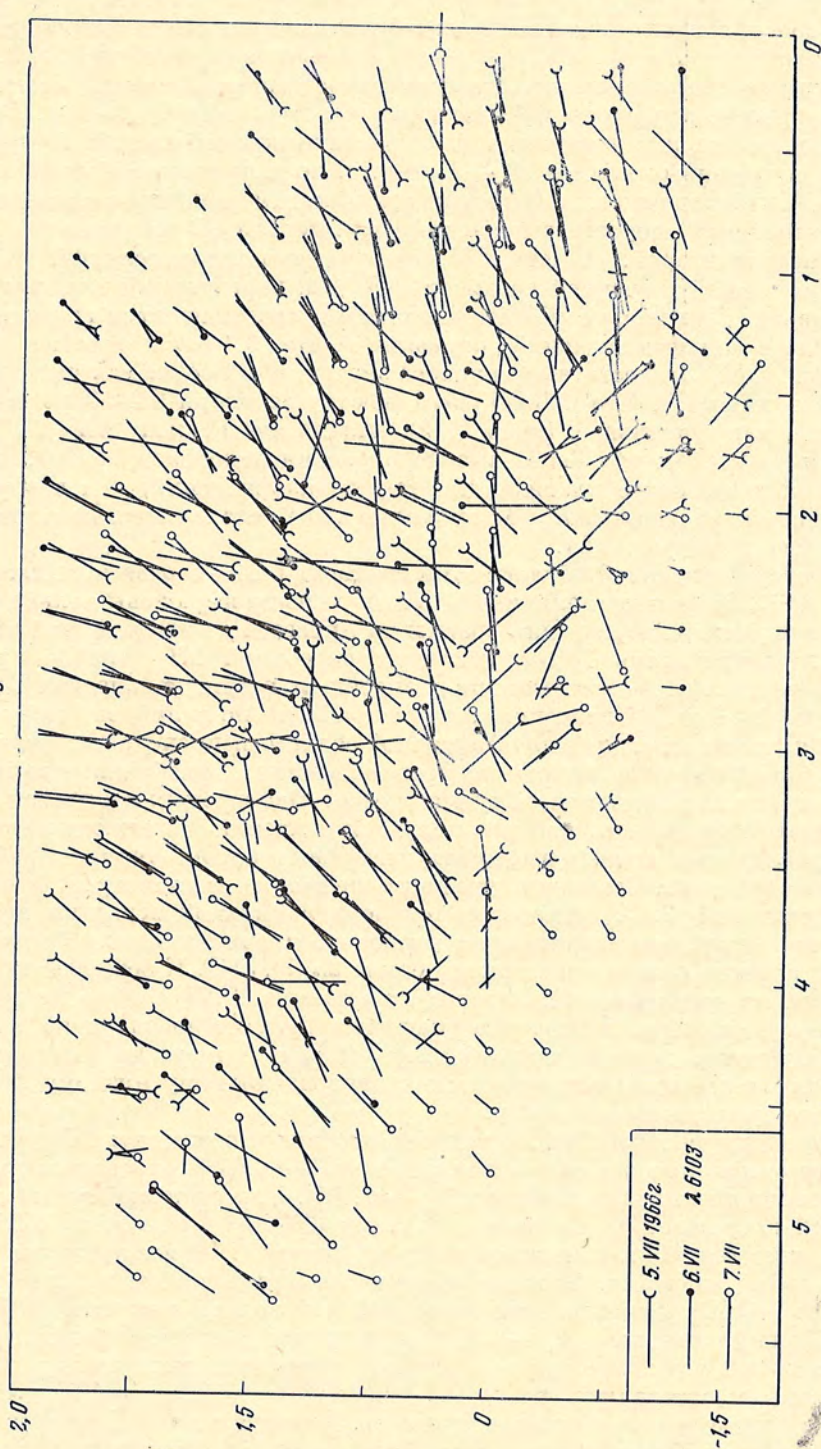
Лучшим способом проверки эффекта явилось сравнение карт, записанных на двух каналах в одной и той же линии $\lambda 5250$. Сравнение для трех случаев (30.VIII 1966 г., записи 14.32—15.03 и 16.10—16.50, а также 2.IX 1966 г., 11.50—12.25) показывает такие же сдвиги к востоку — соответственно $7''{,}0$; $4''{,}4$; $6''{,}4$, в среднем $5''{,}9$, — что близко к сдвигу по разным линиям. Таким образом, эффект сдвига к востоку скорее всего является инструментальным, возникающим, вероятнее всего, от недостаточно тщательной фокусировки изображения на входной щели спектрографа. Наблюдаемый иногда слабый сдвиг в $\lambda 6103$ к северу нельзя связать с явлением атмосферной дисперсии, и он, по-видимому, вызван той же причиной.

В соответствии со сказанным в § 1 об ошибках определения азимута направления вектора $\delta_{\perp}$ можно считать, что, как правило, нет существенной разницы между направлениями на картах $H_{\perp}$ для обоих уровней ($\lambda 5250$ и $\lambda 6103$, так же как и $\lambda 4808$ в случае первой активной области); равно как изменение этих карт ото дня ко дню незначительно. Только в отдельных областях, обычно совпадающих с границей тени или полутени пятен, можно обнаружить сильное вращение при переходе от одной линии к другой, доходящее иногда до 90° и, может быть, более. Так, например, сравнение карт для $\lambda 4808$, $\lambda 5250$, $\lambda 6103$, приведенных на фиг. 12, а для 7.VII 1966 г., статистически показывает, что повороты более 30° встречаются в 26% случаев, тогда как повороты $\geq 60^{\circ}$ — в 8,7% случаев, что значительно превосходит возможные ошибки согласно данным, приведенным в конце § 1. Это вновь свидетельствует о реальности эффекта сильного поворота вектора $H_{\perp}$ при переходе от одной линии к другой в отдельных, специфических местах активной области; в данном случае мало отличаются направления векторов для нижнего и среднего уровня ($\lambda 4808$ и $\lambda 5250$) и сильное вращение наблюдается для верхнего уровня $\lambda 6103$.

На фиг. 12, б мы видим в общем хорошее согласие направлений $\delta_{\perp}$ на карте 6.VII ($\lambda 6103$) с картами для того же уровня для 5 и 7.VII. Заметное отличие направлений поперечного поля впервые появляется в середине карт, полученных после протонной вспышки 7.VII. Если направления перед протонной вспышкой образуют, грубо говоря, вроде креста в середине карты, то после протонной вспышки нет следов вертикального пересечения, в особенности в области по вертикали от $y = -0{,}25$ до $y = +0{,}25$; вместо вертикальных векторов $\delta_{\perp}$ мы имеем здесь поток практически горизонтальных направлений, ориентированных вдоль $E - W$ так, как если бы протонная вспышка заставила поле $H_{\perp}$ ориентироваться вдоль своих вытянутых волокон (сравни с фиг. 18, показывающей расположение вспышки относительно магнитного поля). Мы имеем, таким образом, вращение примерно на 90° поля векторов в центре области при переходе от карты 6.VII к карте 7.VII — эффект, связанный, по-видимому, с протонной вспышкой. Аналогичный эффект вращения вектора $H_{\perp}$ наблюдался ранее [7].

2





Фиг. 12. Сравнение направлений поперечного поля $H_{\perp}$ для одного и того же дня 7.VII 1966 г. в разных линиях (а) и сравнение направлений $H_{\perp}$ для одной и той же линии в разные дни: 5, 6 и 7.VII 1966 г. (б)

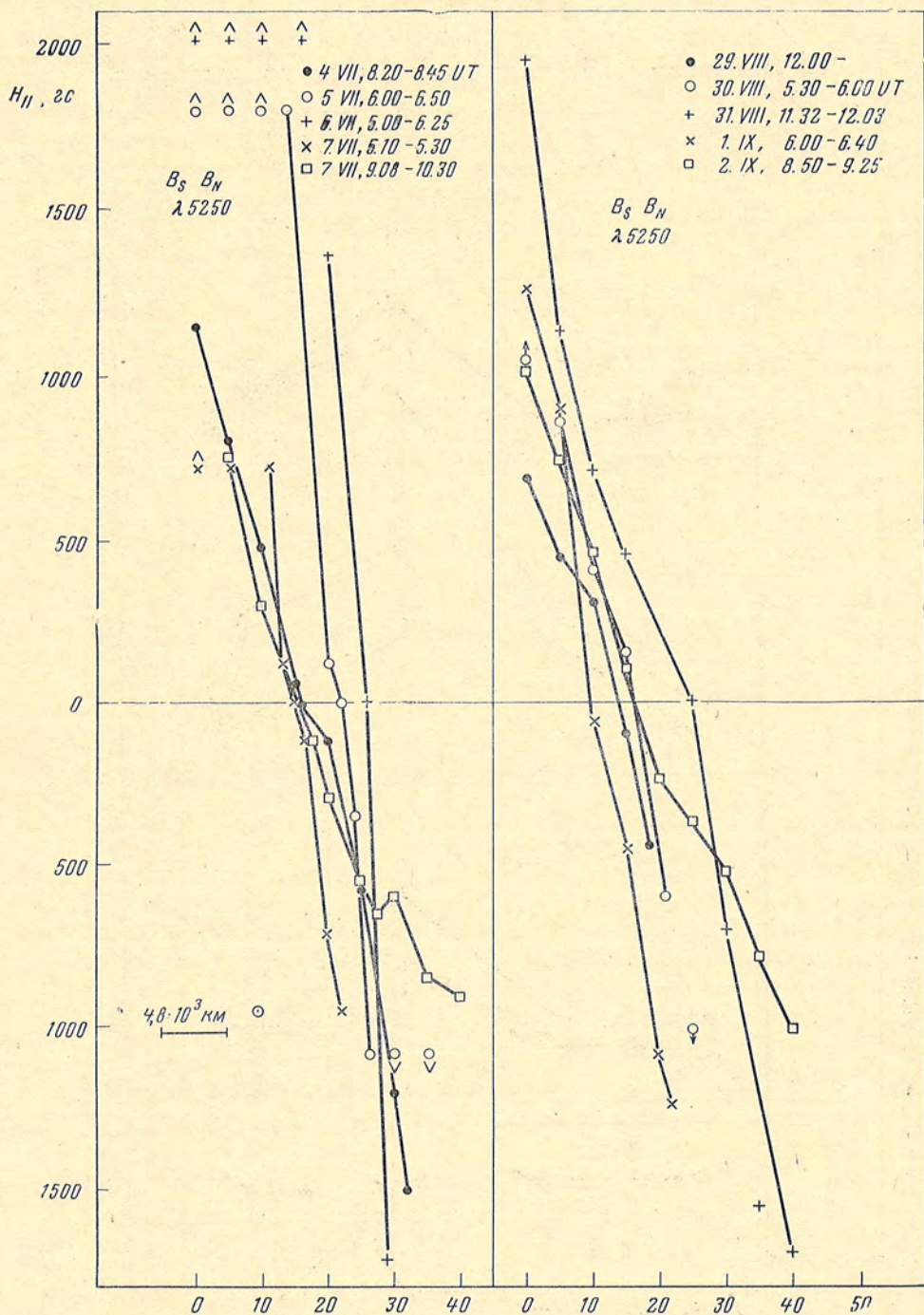
§ 3. Изменения продольного и поперечного полей (градиенты, потоки, энергия поля)

а) Поведение градиентов продольного поля. Для обеих протонных областей изучалось распределение напряженности поля $H_{\parallel}$ вдоль прямых линий, соединяющих магнитные холмы противоположных и одноименных полярностей $A_S, B_S, C_S, A_N, B_N, C_N, D_N$ (см. обозначения на фиг. 2, 9). Рассмотрение сразу показало, что если изменения со временем имеются, то они наиболее выражены в близрасположенных парах $A_S - A_N, B_S - B_N$ и т. д., тогда как градиенты для смешанных комбинаций $A_S - B_N$ и др. и одноименных холмов $A_S - B_S$ и т. д. не показывают обычно изменений. Для близрасположенных пар мы находим некоторые систематические изменения, хорошо выраженные для первой области и слабее выраженные для второй. На фиг. 13 даны примеры распределений, из которых можно найти средний градиент $\Delta H_{\parallel}/\Delta s$, характерный для данного направления. Для первой области мы имеем возрастание этих градиентов $\Delta H_{\parallel}/\Delta s$ от начальных значений (для июля 4^d, 4) $\sim 0,1$ гс/км, задолго перед вспышкой. $\Delta H_{\parallel}/\Delta s$ достигает пикового значения ~ 1 гс/км для июля 6^h2, и после вспышки 7.VII (0.30 UT) достигаются значения 0,2—0,1 гс/км — такие же, как начальное (июль 7^h2). Аналогичный ход $\Delta H_{\parallel}/\Delta s$ получается по картам для более высокого уровня атмосферы $\lambda 6103$, хотя изменения здесь более плавные для тех же направлений, чем в случае $\lambda 5250$, а сами градиенты $\Delta H_{\parallel}/\Delta s$ примерно в два раза меньше. Результаты представлены на фиг. 14.

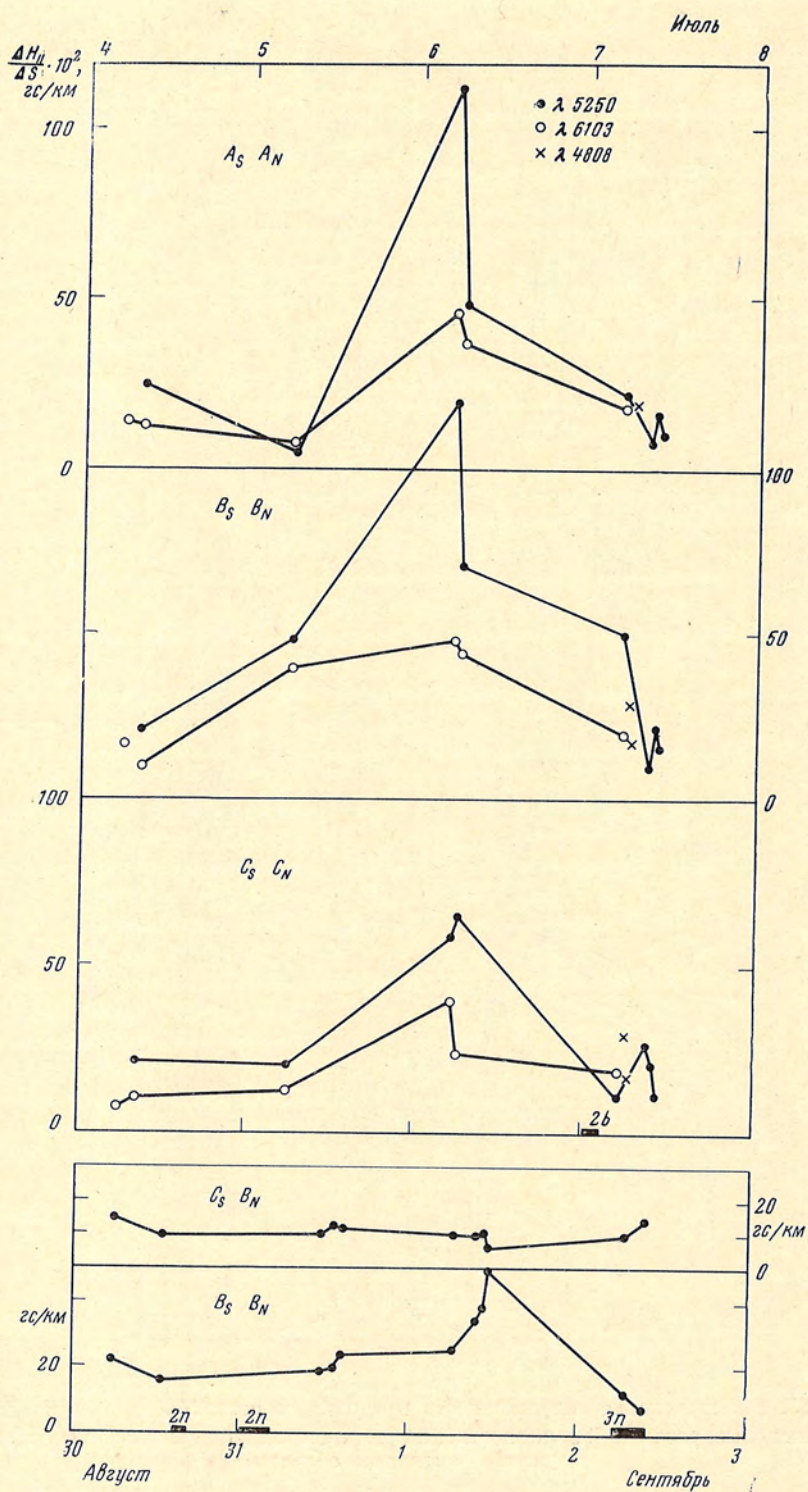
Для второй активной области сами градиенты в 2—3 раза меньше, чем для первой. Изменения величины $\Delta H_{\parallel}/\Delta s$ хорошо выражены только для одного направления $B_S B_N$ (для сравнения приведен также ход этой величины для направления $C_S B_N$), амплитуда колебаний $\Delta H_{\parallel}/\Delta s$ в 2—3 раза меньше (холмы A_S, A_N исчезли при дальнейшем развитии области). Представленные на фиг. 14 значения $\Delta H_{\parallel}$ исправлены по калибровочной кривой [3], и, кроме того, для второй активной области выполнено исправление напряженности поля за яркость во всех тех местах, где избранные направления пересекали тень или полутень пятен. Одновременные записи интенсивности показывают, что для полутени значения напряженности $H_{\parallel}$ нужно увеличить в среднем в 1,4 раза, тогда как в районе тени — приблизительно в два раза. Возможно, что более «вялые» изменения и рост $\Delta H_{\parallel}/\Delta s$ перед вспышкой 2.IX связаны с появлением сильной вспышки непосредственно перед рассматриваемым периодом, именно вспышки балла 3n 28.VIII, а также с двумя вспышками балла 2n 30.VIII. К сожалению, нет измерений магнитных полей, близких ко вспышке 28.VIII. В то же время 1.IX хорошо заметно повышение градиента $\Delta H_{\parallel}/\Delta s$ до значений около 0,5 гс/км, который после вспышки 2.IX 1966 г. (измерения выполнены вскоре после события) возвращается к первоначальному низкому значению — немного ниже 0,1 гс/км.

б) Поведение потоков поля. Поведение, сходное с поведением $\Delta H_{\parallel}/\Delta s$, показывает сумма потоков обеих полярностей $F_S + F_N$, полученных путем планиметрирования карт изогauss $H_{\parallel}$ (фиг. 15). Для июльской группы эта величина возрастает до пикового значения ($27 \cdot 10^{21}$ мксв для $\lambda 5250$ и $25 \cdot 10^{21}$ мксв для $\lambda 6103$), и затем после вспышки 7.VII восстанавливаются начальные значения. Относительное возрастание потока в более глубоком слое ($\lambda 5250$) практически такое же, как во внешнем слое ($\lambda 6103$).

«Разбаланс» потоков $F_S - F_N$ (S -полярность ведущего пятна) ведет себя таким же образом, однако начальное и конечное значения здесь отрицательны и составляют около 0,1 пикового значения ($\sim 10^{22}$ мксв). В нашем случае имеется относительное возрастание потока S -полярности по сравнению с N -полярностью перед вспышкой. Эти результаты находят-ся в общем согласии с результатами [10] для девяти вспышек периода



Фиг. 13. Распределение напряженности продольного поля $H_{\parallel}$ вдоль прямых, соединяющих холмы различной полярности, для различных дней для первой (слева) и второй (справа) активных областей



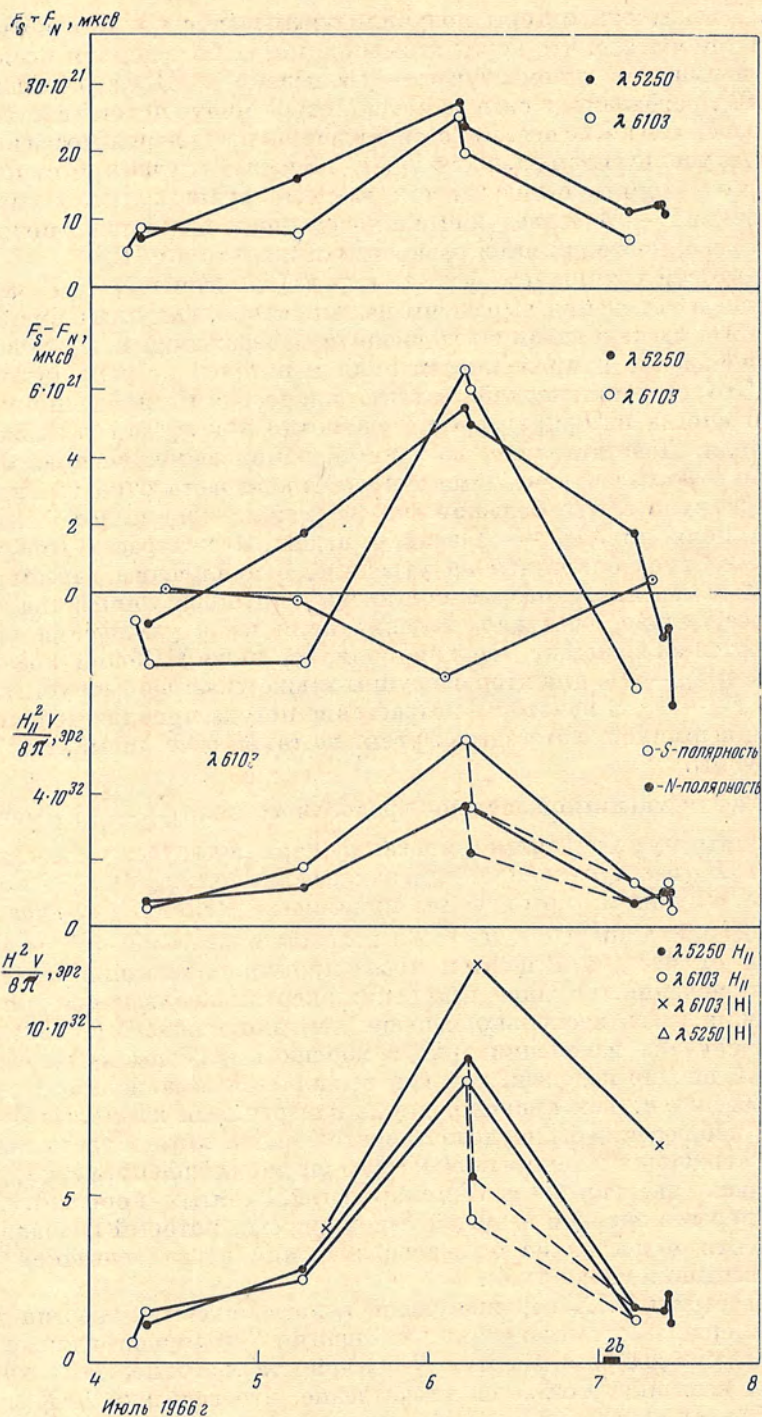
Фиг. 14. Ход средних градиентов поля $\Delta H_{\parallel} / \Delta S$ со временем для некоторых характерных направлений для первой (вверху) и второй (внизу) активных областей

QSAR. Именно эти авторы получили уменьшение полного потока $F_S + F_N$ в том смысле, что перед вспышкой поток больше, чем после нее (из девяти вспышек в одном случае — уменьшение). Перед вспышкой, согласно [10], разбаланс (в смысле поток лидера минус поток хвостового пятна) больше, чем после нее. Имеется тенденция роста вероятности появления вспышек с увеличением разности $F_S - F_N$. В нашем случае протонной вспышки трудно говорить о лидере, так как ось группы расположена почти в направлении $E - W$, но ведущими в новом цикле являются S -полярности в N -полусфере, поэтому смысл разности тот же, что и в [10].

Для второй группы (см. фиг. 15 справа) величина $F_S - F_N$ в 2—4 раза меньше и изменения выражены не так сильно, как для первой группы. Кроме того, здесь в связи с ухудшением изображений к середине дня замечается падение напряженности поля и потоков от утра к полудню и далее. Это систематический эффект, аналогичный найденному в [11], который иногда интерпретируется ошибочно как эффект реальных изменений поля. Действительно, из записей напряженностей поля $H_{\parallel}$ одновременно с фотоэлектрическими записями контраста один из авторов недавно обнаружил, что большинство (не менее 80%) таких изменений — падений поля до 30% — связано с падением контраста изображений. Поэтому следует опираться на утренние, с наилучшим качеством изображений измерения, которые соединены сплошной линией на фиг. 15. (Наиболее сильно, очевидно, падения поля из-за ухудшения контраста сказываются на величине энергии поля, см. ниже.) Общий ход величин $F_S + F_N$ и $F_S - F_N$ для второй группы также указывает на усиление разбаланса $F_S - F_N$ и некоторое возрастание потока приблизительно за сутки перед вспышкой, хотя здесь эффект не такой отчетливый, как у июльской группы.

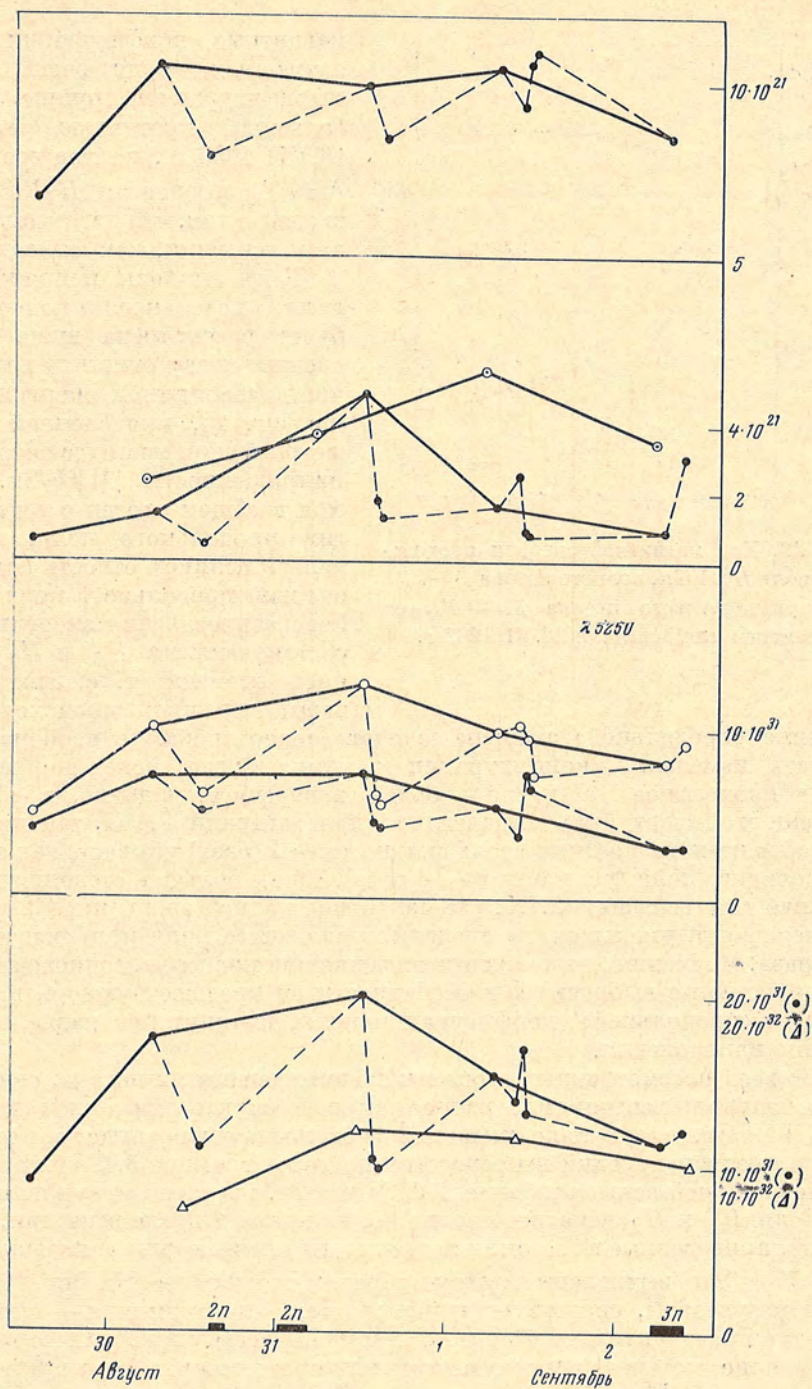
Поведение магнитной энергии продольного поля $\sum \frac{H_{\parallel}^2}{8\pi} V_i$ можно также выяснить путем планиметрирования карт изогauss, умножая напряженность H_i изогauss на площади, заключенные между i и $i + 1$ изогaussами, и на «глубину», которую мы принимаем равной 10^4 км. Для первой июльской группы энергия $\sum H_{\parallel}^2 V_i / 8\pi$ возрастает от $(1 \div 2) \cdot 10^{32}$ до $9 \cdot 10^{32}$ эрг за время от 4^h3 до 6^h2 и затем после протонной вспышки падает до начальных значений. Сходное изменение энергии наблюдается для $\lambda 6103$, но значения здесь несколько меньше, чем для нижнего ($\lambda 5250$) уровня. В обоих случаях изменения ярко и хорошо выражены и сам факт этих изменений вполне надежен, так как выявляется независимо по двум линиям и обеспечен, как правило, двумя измерениями в день. Изображения в период наблюдений были удовлетворительными, хотя и здесь можно наблюдать тенденцию падения поля к середине дня (хорошо заметно для 6.VII на графиках энергии S - и N -полярностей, взятых порознь). Хорошо заметен перевес энергии ведущей S -полярности, который вначале (4.VII) отсутствовал и достиг наибольшего значения перед вспышкой (6.VII), а после вспышки снова упал.

Для вспышки 2.IX картина сходная, хотя максимум энергии достигается примерно за сутки до вспышки. Энергия S -полярности также превосходит, почти в два раза, энергию N -полярности, и этот перевес сохраняется во время вспышки. Создается впечатление, что вспышка 2.IX возникла «на хвосте» тех изменений поля, которые наблюдались в этой группе. Энергия этой группы была в 4—5 раз меньше, чем энергия июльской группы, а относительный рост энергии для группы 2.IX меньше в два раза от минимального значения $\sim 9 \cdot 10^{31}$ эрг до наибольшего $\sim 20 \cdot 10^{31}$ и затем падение до $11 \cdot 10^{31}$, т. е. значительно меньше того роста, примерно в 10 раз, который наблюдался для июльской группы. Возможно, что с этим связано, что все эффекты 2.IX были значительно меньше наблюдавшихся для вспышки 7.VII. Следует, наконец, отметить, что не только

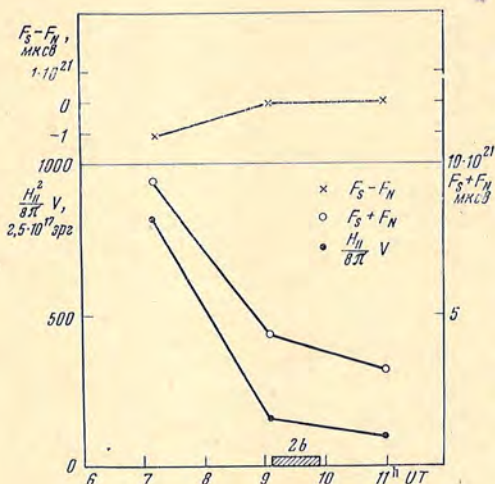


Фиг. 15. Изменение магнитной энергии абсолютного поля $|H|^2 V / 8\pi$ и продольного поля $H_{||}^2 V / 8\pi$ со временем. Ход полного потока $F_S + F_N$ и «разбаланса» потоков $F_S - F_N$ со временем для первой и второй активных областей

Кружки с точками — значения $F_S - F_N$ по эски ам пятен Службы Солнца



Фиг. 15 (окончание)



Фиг. 16. Ход магнитной энергии продольного поля $H_{\parallel}^2 V/8\pi$, полного потока $F_S + F_N$ и результирующего потока $F_S - F_N$ со временем для вспышки 22.VI 1962 г.

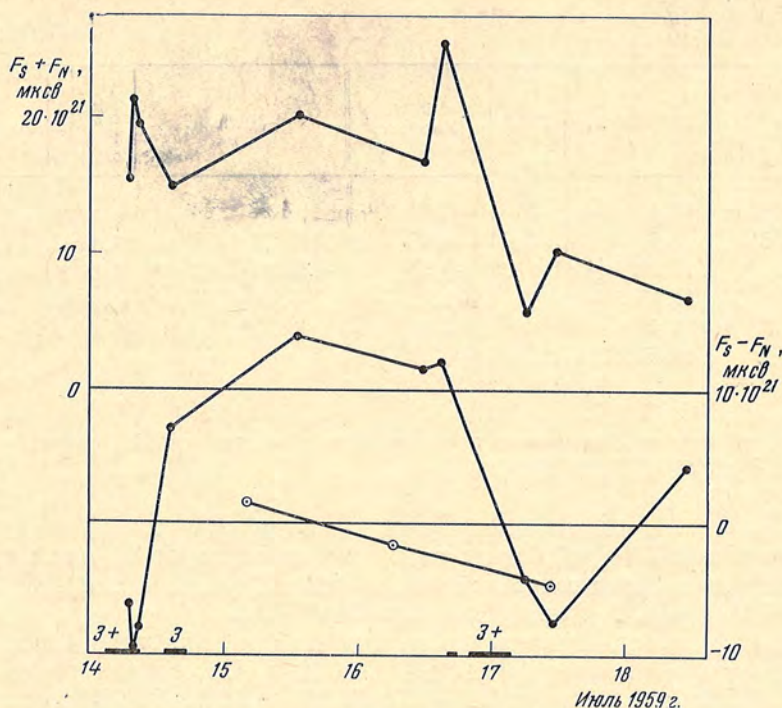
личение «продольной» энергии за счет «поперечной», и наоборот, т. е. считать изменения конфигурации такими, когда поле до вспышки более продольное, а после — более поперечное. Однако в какой-то степени это может быть справедливо для вспышки 7.VII, так как энергия абсолютного поля не столь сильно (в ~ 2 раза) убывает, как энергия продольного поля (убывание в ~ 4 раза). Еще в большей степени это справедливо для вспышки 2.IX, где изменение полной энергии в 1,2 раза сопровождается уменьшением энергии продольного поля приблизительно в 1,8 раза. Возможно, что сама эта вспышка или процессы, сопровождающие ее (эруптивные выбросы) и в особенности ей предшествующие, приводят к более «продольной» конфигурации поля, вытянутой в радиальном от Солнца направлении.

Во всех рассмотренных выше изменениях энергии и потока, связанных с протонными вспышками, равно как и в случае протонной вспышки 16.VII 1959 г., нет, однако, указаний на то, когда они возникают, поскольку мы не имели измерений непосредственно перед вспышкой. Только в одном случае сильной вспышки балла 2 22.VI 1962 г. мы располагали измерениями поля $H_{\parallel}$ и $H_{\perp}$ непосредственно до, во время и после вспышки. Карты полей, приведенные в [7], были подвергнуты планиметрии, и потоки и энергия $H_{\parallel}^2 V/8\pi$ вычислены таким же образом, как и ранее. На фиг. 16 приведены результаты, свидетельствующие о том, что вспышка — скорее результат предварительного падения напряженности и энергии поля, нежели явление, которое ему сопутствует или предшествует. Этот пример пока единственный, и требуется накопление большего количества данных для более уверенных выводов о временной последовательности и связи событий.

Некоторые особенности описанных в этом параграфе изменений требуют более внимательного рассмотрения. В первую очередь это изменение «разбаланса» потоков или результирующего магнитного потока $\Phi = F_S - F_N$ со временем. Для первой активной области этот поток изменился перед вспышкой 7.VII от значения $-2 \cdot 10^{21}$ мксв до $+7 \cdot 10^{21}$, т. е. на $9 \cdot 10^{21}$ мксв за сутки (с 5^h26 до 6^h22). Аналогичное изменение перед вспышкой 2.IX составило приблизительно $4 \cdot 10^{21}$ мксв за время с 29^h52 до 31^h48, т. е.

магнитные конфигурации обеих изучаемых групп очень сходны с конфигурацией группы, давшей большую протонную вспышку 16.VII 1959 г., но ход градиентов $\Delta H_{\parallel}/\Delta s$ и энергии $H_{\parallel}^2 V/8\pi$ очень сходен с тем, что наблюдалось для этой вспышки, как описано в [8].

Хотя полная напряженность поля (продольного и поперечного) будет рассмотрена ниже (в § 5), следует сразу отметить ход величины абсолютной энергии на той же фиг. 15, вычисленной планиметрией карт изогоauss абсолютной напряженности $|H|^2 V/8\pi$. Этот ход в общем сходен с ходом энергии продольного поля, поэтому нельзя целиком отнестись изменение энергии продольного поля за счет перераспределения энергии между составляющими $H_{\parallel}$ и $H_{\perp}$ с течением времени, т. е. считать, что перед вспышкой происходит уве-



Фиг. 17. Ход полного потока $F_S + F_N$ и результирующего потока $F_S - F_N$ для вспышки 16.VII, 1959 г. (точки)

Кружки с точками — те же значения по эскизам солнечных пятен Службы Солнца

примерно за¹ двое суток, или $3,5 \cdot 10^{21}$ мксв за время с 30^d24 до 31^d48, т. е. 1^d24. Это дает изменение потока¹

$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = \begin{cases} \frac{9 \cdot 10^{21}}{8,6 \cdot 10^4 \cdot 0,96} = 1,09 \cdot 10^{17} \text{ мксв/сек (для 1-й обл.)}, \\ \frac{3,5 \cdot 10^{21}}{8,6 \cdot 10^4 \cdot 1,24} = 0,33 \cdot 10^{17} \text{ мксв/сек (для 2-й обл.)}. \end{cases} \quad (3.1)$$

Представлялось интересным проверить это и рассмотреть поведение потоков $F_S + F_N$ и $F_S - F_N$ для ранее исследованной в [8] мощной вспышки с космическими лучами 16.VII 1959 г. На фиг. 17 приведен ход этих потоков с 14 по 18. VII 1959 г. по данным планиметрии карт изогаусс, приведенных в [8]. Мы видим здесь такую же картину, как для рассматриваемых протонных вспышек: рост потока $F_S + F_N$ непосредственно перед вспышкой (возможно во время вспышки), а также очень сильный, с тем же знаком, разбаланс $F_S - F_N$ перед вспышкой. Нельзя не связать со вспышкой 16.VII резкого падения результирующего потока $F_S - F_N$ от значения $+12 \cdot 10^{21}$ мксв до $-8 \cdot 10^{21}$ мксв за время с 16^d62 до 17^d46, т. е. за 0^d84 = $7,25 \cdot 10^4$ сек, что дает

$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = 2,75 \cdot 10^{17} \text{ мксв/сек.}$$

Несколько более низкие значения $\Delta\Phi/\Delta t$ следуют из [10], где в основном рассматривались обычные, непотонные вспышки. Из приведенной в [10]

¹ Разумеется, эти значения $\Delta\Phi/\Delta t$ перед вспышкой являются минимальными (средними), фактические значения могут быть существенно большими.

Таблица 2

Дата	Вспышка, UT	Балл	$\Delta\Phi/\Delta t$, мкс/сек	Дата	Вспыш- ка, UT	Балл	$\Delta\Phi/\Delta t$, мкс/сек
18.VIII 1959 г.	10.49	3	$-0,83 \cdot 10^{17}$	4.X	9.37	2	$-0,16 \cdot 10^{17}$
19.III 1965 г.	9.40	1	$-0,65$	23.VIII 1958 г.	17.17	1 ⁺	$-0,16$
5.IX	8.12; 9.40	1 ⁻ ; 1 ⁻	$+0,57$	22.VI 1962 г.*	9.06	2	$+1,31$
30.IX	13.13	1	$-1,28$	7.VI 1966 г.*	0.26	2 ⁺	$+1,09$
1.X	11.40	1	$+0,12$	2.IX *	5.44	2 ⁺	$+0,33$
2.X	10.45; 12.34	1 ⁻ ; 1 ⁻	$+0,22$				

* Добавлены вспышки, измеренные нами, см. выше. Для вспышки 22.VI 1962 г. значения $F_S + F_N$ и $F_S - F_N$ приведены на фиг. 16.

таблицы значений Φ , найденных по картам изогаус КраО для моментов непосредственно перед вспышкой и после нее, получаются следующие значения $\Delta\Phi/\Delta t$ (табл. 2, Δt колеблется от 2 до 6^h).

По-видимому, ориентировочно можно считать для небольших вспышек характерное значение $\Delta\Phi/\Delta t \simeq (0,1 \div 0,2) \cdot 10^{17}$, тогда как для сильных — $1,0 \cdot 10^{17}$ мкс/сек. Так как $1 \text{ в} = 10^8 \text{ CGSM} = 1/300 \text{ CGSE}$, то согласно уравнениям Максвелла индуцированная при изменении потока $\Delta\Phi/\Delta t$ э.д.с. (в вольтах) есть

$$\oint E ds = -10^{-8} \Delta\Phi/\Delta t. \quad (3.2)$$

Если $\Delta\Phi/\Delta t$ выражено в мкс/сек (в единицах CGSM), то

$$\oint E ds = \begin{cases} (1 \div 2) \cdot 10^8 \text{ в} & (\text{слабые вспышки}), \\ 1,0 \cdot 10^9 \text{ в} & (\text{сильные вспышки}). \end{cases} \quad (3.3)$$

Эти значения настолько хорошо согласуются с энергией протонов (100—1000 Мэв), которые генерируются во вспышках¹, что возникает вопрос: не лежит ли в основе этой генерации э.д.с. в контуре, охватывающем активную область, в пределах которой возникает фактически измеряемое изменение потока магнитной индукции? Следует отметить, что величина потока Φ всегда (от раза к разу) измеряется для одной и той же (геометрически) области на картах, граница которой («контур» интегрирования) определяется несколько произвольным выбором «периферии» активной области. Однако это несущественно, так как легко убедиться (из просмотра, например, карт $H_{\parallel}$ на фиг. 4—10 и других, не приведенных), что все изменения величины Φ связаны с изменением положения изогаус внутри этой фиксированной области — в основном замкнутой области S -полярности, в районе сильных ($\geq 300 \div 500 \text{ гс}$) полей; привнос же в изменения Φ от периферии пренебрежимо мал и составляет не более 10—20 %. Более того, трудно «разбаланс» Φ — избыток S -потока, быстро возникающий

¹ Работа W при разности потенциалов $V_1 - V_2$ [э]: $W = \frac{e(V_1 - V_2)}{300}$, где $e = 4,80 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$ — заряд электрона, т. е. $W = \frac{4,80}{3} (10^{-4} \div 10^{-3}) \text{ эрг}$ или $W = 10^8 \div 10^9 \text{ эв}$, т. е. 100—1000 Мэв ($1 \text{ эв} = 1,60 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$). Подобное примечание, вероятно, излишне, так как является напоминанием хорошо известных определений, оно служит только для удобства сравнения энергий в различных единицах.

перед вспышкой, — компенсировать N -потоком, где-то вокруг, в области низких, ниже уровня шума, полей. Действительно, если бы это было так, то для компенсации потока около 10^{22} *мксв* при поле $H = 1$ *гс* (уровень шума) нужна была бы область размером 10^{11} *см* — почти 1,5 радиуса Солнца, что невероятно,

Следует также заметить, что о поведении разбаланса $\Phi = F_S - F_N$ в группах нельзя судить по рутинным данным Службы Солнца, т. е. по потокам, полученным умножением площадей тени пятен на соответствующие измеренные пиковые напряженности, суммированием этих произведений для N - и S -полярностей и затем вычитанием. Это очень хорошо видно на фиг. 15 и 17, где эти данные, найденные с помощью эскизов Службы Солнца (или фотогелиограмм), приведены на графиках $F_S - F_N$ в виде точки с кружком. Мы видим, что для вспышки 2.IX 1966 г. получается ход, более или менее близкий к тому, который следует из планиметрии карт изогаусс. Для вспышки 16.VII 1959 г. эти данные $F_S - F_N$ вообще никакого изменения потока не показывают, хотя планиметрия дает хорошо выраженный эффект, а для вспышки 7.VII 1966 г. получается даже ход, обратный (по знаку и величине) тому, который следует из планиметрии. На изображении ядер пятен и напряженности их поля нельзя полагаться не только потому, что они не всегда дают нам $H_{\parallel}$; главный источник ошибок состоит в том, что ядра иногда *очень мало* вносят по площади в результирующий поток, как, например, это имело место для 5—7.VII 1966 г., когда ядра пятен S -полярности 5 и 6.VII оставались мелкими, в то время как ядра N -полярности сильно выросли уже к 6.VII (особенно лидер). (Только 7.VII площади ядер S - и N -полярностей стали более или менее одинаковыми.) В то же время площадь области S -полярности по изогауссам росла перед вспышкой гораздо быстрее, чем та же для N -полярности, и изогауссы S -полярности с большой напряженностью захватывали область, намного бóльшую, чем суммарная площадь ядер S -пятен.

«Разбаланс» потоков — явление, вообще характерное для групп пятен: в сущности униполярное пятно — крайний пример такого «разбаланса». Однако пока оно стационарно, что обычно наблюдается, нет изменения потока. Такой «разбаланс» замечается также на стадии развития биполярной группы [12], когда одно из пятен (лидер или хвостовое) растет так, что существовавший в стадии роста разбаланс потоков обоих пятен уменьшается и исчезает по окончании развития группы ¹. Так, например, в [12] найдено, что разбаланс $\Phi = 2 \cdot 10^{20}$ *мксв* (в смысле хвостовая область минус область лидера), существовавший в начальной фазе развития, через 12 час. исчез.

Это дает $\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = \frac{2 \cdot 10^{20}}{4,3 \cdot 10^4} = 4,65 \cdot 10^{15}$ *мксв/сек*, что от 10 до 20 раз меньше значений, найденных выше для протонных областей. Возможно, это означает, что для обычных, не «протонных» областей мы не можем ожидать появления существенных э.д.с. и генерации частиц с энергией более нескольких *Мэв* при изменениях потока, т. е. такие области не могут являться источником жестких частиц. Поскольку затухание групп также сопровождается разбалансом потоков, то, по-видимому, можно предполагать, что э.д.с. и генерация частиц могут быть связаны с фазой роста или затухания групп пятен. Этому соответствует хорошо известный факт, что вспышки наиболее часто появляются в период роста и затухания групп пятен.

Однако измеренное изменение потока относится к области, ограниченной *неподвижным* геометрическим контуром, для которого вычислены э.д.с. Поскольку плазма движется, мы должны знать поток через область, ограниченную *движущимся* контуром, связанным с *одними и теми же* частицами. Изменение потока через область движущегося со скоростью

¹ Сохранение баланса потоков для развитой группы найдено в [53], см. ниже, § 7.

$\bar{v}$ контура есть (см., например, [54])

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\Phi}{dt}\right)_{\text{подв}} &= \iint \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} ds + \oint (\mathbf{v} \times d\mathbf{s}) \mathbf{H} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right)_{\text{непод}} - \iint \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{H}) ds = \\ &= -c \iint \text{rot} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}] \right) ds; \end{aligned} \quad (3.4)$$

согласно уравнению Максвелла

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}.$$

Иначе (3.4) можно записать так

$$-\frac{1}{c} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right)_{\text{подв}} = \oint \mathbf{E}' ds, \quad (3.5)$$

где $\mathbf{E}'$ — напряженность в подвижном контуре

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}] = \frac{\mathbf{j}}{\sigma}, \quad (3.6)$$

где $\mathbf{j}$ — плотность тока; (3.6) также непосредственно следует из преобразований Лоренца ([54], § 1—3); при $\sigma = \infty$, $\mathbf{E}' = 0$ и $(d\Phi/dt)_{\text{подв}} = 0$, т. е. поток через область, опирающуюся на движущийся контур, не меняется; э. д. с. в этом контуре равна нулю. Оценим, однако, фактическую величину $\mathbf{E}'$. Мы измеряем величину э.д.с. для неподвижного контура

$$-\frac{1}{c} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right)_{\text{непод}} = \oint \mathbf{E} ds = 3,33 (10^5 \div 10^6) \text{ CGSE}$$

и, принимая длину контура порядка длины активной области $L = 10^{10}$ см, получим

$$E = \begin{cases} 3,33 \cdot 10^{-4}, & \text{сильные вспышки,} \\ 3,33 \cdot 10^{-5}, & \text{слабые вспышки.} \end{cases} \quad (3.7)$$

Э.д.с., связанная с движением, и напряженность индукции $\frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H}$ могут быть оценены различным образом: а) из сокращения области S -полярности, как о нем можно судить по расположению линии $H_{\parallel} = 0$ и отдельных изогauss на картах продольного поля фиг. 4—10 и других, б) по изменению (расширению) размеров полутени и ядер пятен, с) по изменению расстояний между одними и теми же пятнами, d) из непосредственных измерений продольной лучевой скорости для групп у края диска на магнитографе. Средние значения максимальных скоростей, оцененных таким образом, приведены в табл. 3.

Таблица 3

Способ	1-я область, см/сек	2-я область, см/сек	Способ	1-я область, см/сек	2-я область, см/сек
а	$0,85 \cdot 10^4$	$1,05 \cdot 10^4$	с	0,50	—
б { полутень	0,95	1,30	d	$\leq 1,50$	$\leq 1,50$
ядро	1,20	0,80			

Поясним получение этих значений на примерах. Первый — сравнение ситуаций в группе и магнитных полях 6 и 7.VII. а) Карты на фиг. 5 и 6 показывают, что замкнутая область S -полярности сократилась 7-го в на-

правлении N — S от 8,5 до 13",5, т. е. на 7 — 11,5 тыс. км за сутки, что дает скорость $v_a = (0,8 \div 1,3) \cdot 10^4$ см/сек. По изогауссе $H_{\parallel} = 200$ это сокращение несколько меньше, $v_a = (0,5 \div 0,8) \cdot 10^4$ см/сек. б) Эскизы пятен за 6 и 7.VII показывают, что полутень с 6-го по 7-е сократилась (в N — S-направлении) на величину от 6,7 до 11",7, т. е. на 5,7—10,0 тыс. км за сутки, так что $v_b = (0,7 \div 1,2) \cdot 10^4$ см/сек. с). Расстояние 7.VII между пятнами a20 и S16 (они же N26 и S25 для 6.VII) увеличилось после вспышки на 5"; другие пятна показывают меньшие сдвиги или их отсутствие. Поэтому $v_c \approx 0,5 \cdot 10^4$ см/сек.

Аналогичные оценки сделаны из сравнения полей и групп 1 и 2.IX (фиг. 9 и 10): там область S-полярности сократилась больше в E — W-направлении (максимальный сдвиг линии $H_{\parallel} = 0 \div 16''$), остальные сдвиги составляли от 12 до 13", что дает $v_d = (0,9 \div 1,2) \cdot 10^4$ см/сек (интервал между картами 1^q12). Например, расстояние между пятнами S24—S20 для 1.IX изменилось на 12" (пятна S20 — S18 для 2.IX), что дает $v_e = 1,4 \cdot 10^4$ см/сек. Для других пятен изменения еще меньше и $v_e = 0,9 \cdot 10^4$ и $0,54 \cdot 10^4$ см/сек (существенных изменений расстояний между пятнами 31.VIII и 1.IX не произошло). Заметим, что скорости смещения пятен такого же порядка следуют из [20] для большого числа групп со вспышками. Оценка средних лучевых скоростей движения $v_{\parallel}$ в связи со вспышками следует из [17], где найдено, что при вспышках возрастают скорости потоков только в области ядра и полутени пятна, в то время как вне пятен они остаются неизменными, не превосходящими 100—150 м/сек (в области пятен скорости $v_{\parallel}$ не превышают 300 м/сек, тогда как при вспышках они достигают 0,5 и в отдельных случаях 1 км/сек). В частности, в группе 6—7.VII средние величины измеренных $v_{\parallel}$ не превосходили 150 м/сек вне пятен.

Таким образом, вся совокупность данных о скоростях движений плазмы в группах пятен (в частности, изученных нами) показывает, что скорости движения плазмы на уровне измерения магнитных полей не превосходили 100—150 м/сек. Это означает, что

$$\frac{1}{c} |\mathbf{v} \times \mathbf{H}| \leq \frac{10^4 \cdot 10^2}{3 \cdot 10^{10}} < 10^{-4}, \quad (3.8)$$

считая среднее поле на периферии области с таким движением равным 100 гс. Если взять область большего поля, скажем изогауссы 10^3 гс, то там длина контура L , охватывающего область, соответственно будет в 5—10 раз меньше, так что E (3.7) будет во столько же раз больше, но соотношение напряженностей (3.7) и (3.8) останется таким же. Итак, в случае сильных вспышек (см. 3.3) отношение

$$\frac{1}{c} |\mathbf{v} \times \mathbf{H}| / E \approx 0,1, \quad (3.9)$$

тогда как для слабых это отношение порядка единицы. Это означает, что в (3.6) можно пренебречь вторым членом и считать

$$E \approx E' \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{CGSE} \quad (3.10)$$

с точностью до 10% для сильных вспышек. В этом случае вычисленная нами э.д.с. в контуре (10^9 в) является фактической э.д.с., поскольку э.д.с. индукции, связанная с движением, пренебрежима. В обычных случаях обе э. д. с. одного порядка. Однако и в этом случае отсутствие э.д.с. в нижнем слое (фотосфера), $E' = 0$, не означает, что в верхнем (хромосфера) выполняется то же самое условие, так как движения плазмы в верхнем слое не обязаны повторять движения в нижнем и в принципе могут происходить даже в противоположных направлениях. Это будет означать, что в верхнем слое (хромосфера) возникает э.д.с., тогда как внизу (фотосфера) она от-

сутствует. Этому благоприятствует также падение величины проводимости σ в хромосфере [см. (3.6)].

Результат (3.10), с другой стороны, в силу (3.6) показывает, что предположение $\sigma = \infty$ неприемлемо. В самом деле, коль скоро реализуется (3.10), то можно оценить, какова должна быть σ , поскольку величина $\mathbf{j}$ может быть также оценена из измерений поля $\mathbf{H}$. Действительно, измерения градиентов поля показывают (см. выше, а также § 6), что

$$|\operatorname{rot} \mathbf{H}| \leq 1,0 \text{ эс/км} = 10^{-5} \text{ эс/см},$$

и, следовательно, плотность тока

$$|\mathbf{j}| = \frac{c}{4\pi} |\operatorname{rot} \mathbf{H}| \leq \frac{3 \cdot 10^{10}}{4,26 \cdot 10} 10^{-5} = 2,4 \cdot 10^4 \text{ CGSE}. \quad (3.11)$$

Так как $1a = 3 \cdot 10^9 \text{ CGSE}$, то $|\mathbf{j}| < 10^{-5} a$, а полный ток от области размером $\sim 5 \cdot 10^8 \text{ см}$ (характерным для структуры картины токов, см. [14]) будет $J \leq 2,5 \cdot 10^{12} a$, как отмечено в [14]. Следовательно, из (3.6), (3.10) и (3.11) получаем

$$\sigma = \left(\frac{j}{E'} \right)_{\text{измер.}} \approx \frac{2 \cdot 10^4}{3 \cdot 10^{-4}} \approx 10^8 \text{ CGSE}, \quad (3.12)$$

что на 3—4 порядка ниже обычно принимаемой величины ($10^{11} - 10^{12}$). То, что проводимость теоретически должна быть на 3—4 порядка ниже, чем принималось до сих пор, высказывалось также в [15] и [16], однако здесь этот вывод — простое следствие измерений.

Другим экспериментальным свидетельством конечной величины σ является наличие движений поперек магнитных полей в области пятен и в активных областях (отсутствие вмороженности), как это следует из [17]. Не случайна, по-видимому, также обнаруженная в [55] тенденция вспышек появляться на линиях, где лучевая скорость $v_{\parallel}$ исчезает, т. е. там, где можно ожидать сильного падения э.д.с. индукции $\frac{1}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{H}]$ и где все изменение потока поля приводит к фактическому появлению э.д.с. и, вероятно, к разряду.

Появление разряда и тока вокруг активной области или внутри нее, возможность которых указана приведенными оценками фактической э.д.с., имеет под собой также чисто наблюдательные основания: перед вспышками нередко хорошо заметны тонкие яркие и белые (в свете H_{α}) нити, проходящие через активную область (или окружающие ее). При хорошем разрешении прямые фотографии вспышек в H_{α} показывают их тонкую, хорошо разветвленную волокнистую структуру (иногда наблюдается множество мелких ярких точек или облачков), подобную микроструктуре разряда¹. При вспышках нередко появляются яркие большие облака на периферии активной области, где уже нет заметного магнитного поля. Если процесс вспышки связан с разрядом вокруг активной области или через нее (в направлениях, где проводимость максимальна, в частности вдоль нулевых линий), то появление таких облаков можно было бы понять. В пользу объяснения вспышек явлением разряда свидетельствует также сравнение положения вспышек с электрическими токами, выполненное в [13], а также аналогичное сравнение для рассматриваемых протонных групп, проведенное ниже в § 6.

¹ Ссылку можно сделать на отличные фотографии с большим разрешением сделанные Брузеком и др. и уже приведенные в только что вышедшем издании «Mass Motions in Solar Flares and Related Phenomena», Edited by Y. Ohman, Nobel Symp. 9, 1968.

§ 4. Положение вспышек относительно продольного и поперечного магнитных полей

Первая изучаемая активная область, проходившая по диску с 28.VI по 10.VII 1966 г. на широте $\sim 33-35^\circ$ N и давшая протонную вспышку 7.VII, возникла на периферии старой активной области. В соответствии со сказанным в § 2 о магнитной конфигурации два ряда пятен противоположной полярности выстроились здесь вдоль линии, почти параллельной экватору, и к 5.VII пятна противоположной полярности были внутри общей полутени, что является характерным свойством групп с протонными вспышками. Отличные фотографии группы 4-8.VII получены в [18]. Протонная вспышка балла 2b возникла 7.VII 1966 г. в 0^h26^m UT. До нее вспышечная активность была сравнительно слабой: некоторая активность наблюдалась 6.VII, когда возникли две вспышки балла 1b в 5^h34^m и 6^h34^m UT и ряд более мелких вспышек. (Все вспышки, возникшие в активной области, приведены в табл. 4.) Обе эти вспышки наблюдались на коронографе КГ-1 в центре линии H_α , а также по обе стороны от центра на расстояниях $\pm 0,5 \text{ \AA}$, что позволило довольно точно определить положение вспышек относительно пятен.

Все вспышки 6.VII возникли удивительно точно в двух малых областях (в пределах нескольких секунд). Такая же картина наблюдалась и на следующий день, когда большая протонная вспышка возникла в виде двух больших облаков, расположенных приблизительно таким же образом, как и вспышки 6.VII.

Вторая область проходила по диску с 23.VIII по 3.IX на широте $22-25^\circ$ N и дала две протонные вспышки: первая — 28.VIII в 15.21 UT (балл $\geq 2,22^\circ$ N, $0,5^\circ$ E) и другая — 2.IX в 5.48 UT — в группе пятен, где, так же как и в случае июльской группы, наблюдались противостоящие друг другу магнитные полюсы — пятна противоположной полярности, но магнитная ось здесь была наклонена под углом около 45° к параллели.

Мы рассматриваем положение относительно продольного и поперечного полей только тех вспышек, для которых располагали оригинальными H_α -фильмами, а именно: серия вспышек 6 и 7.VII, в том числе протонная вспышка в 0.26 UT (H_α -фильм, который был получен в СИБИЗМИРАН), а также вспышки 30.VIII — 2.IX, H_α -фильмы которых были получены на коронографе КГ-1, включая протонную вспышку в 5.48 UT 2.IX. Протонная вспышка в 15.21 UT 28.VIII не рассматривалась, так как мы не располагали H_α -фильмом этой вспышки. Поскольку съемка H_α -фильмов вспышек на КГ-1 производилась как в центре H_α , так и со сдвигом полосы от центра H_α на $\pm 0,5 \text{ \AA}$, то это позволило надежно определить положение вспышек относительно пятен группы. С соответствующим увеличением делается чертеж — карта группы пятен — с отметками полярности и напряженности пятен, с использованием фотоголиограмм (получены на АФР-2 в Симеизе) и эскизов — зарисовок групп, полученных при регулярном определении магнитных полей пятен на горизонтальном солнечном телескопе (см. [19]). Кроме того, для обеих групп имелось несколько отличных фотографий в белом свете на 35-мм кинофильме¹, который был использован для уточнения структуры группы пятен и сравнения поля с тонкой структурой группы. Проектируя на карту пятен H_α -фильм (путем совмещения положений по крайней мере трех пятен), можно зафиксировать расположение вспышек внутри группы, зная пятно, использованное при сканировании активной области (выполняемом с помощью гйда БСТ, дающего 720-мм изображение Солнца), и направление суточной параллели, можно зафиксировать положение вспышек на картах продольного и поперечного полей.

¹ Этот кинофильм любезно предоставлен нам Н. В. Стешенко.

Таблица 4*

Дата, 1966 г.	Время, UT		Координаты		Балл	Примечание
	начало	конец				
4.VII	03.06	08.31D	34N	10W	$3 \times s$	
	09.00E	10.51	35	10	$1n$	
	11.55E	13.35	34	16	$1n$	
	14.10	20.12D	34	16	$6 \times s$	
5.VII	00.51	24.00	34	32	$16 \times s$	
6.VII	00.31	01.30D	34	34	$1n$	
	01.55E	02.09D	33	32	$1n$	
	04.14E	05.00D	34	35	sn	
	05.34	05.50	35	37	$1b$	КТ-1
	06.34	07.20	34	36	$1n$	КТ-1
	08.12	09.00D	35	39	$1n$	КТ-1
	09.14	14.10D	35	37	$1b$	
	12.59	16.00D	35	38	$3 \times s$	
	17.42E	19.00D	34	44	$1n$	
	19.36	21.00	34	47	sn	
	20.30	21.12	34	45	$1n$	
	21.10	22.55D	35	47	$3 \times s$	
7.VII	00.26	02.39	35	47	$2b$	СибИЗМИР
	04.20E	06.00	36	48	$1b$	
	08.00	10.00D	35	50	$1n$	КТ-1
	10.56E	—	35	50	$1n$	
	11.15E	11.33D	35	50	$1n$	
	11.50E	12.19D	35	50	$1n$	
	12.22E	13.00D	35	50	$1n$	
	13.20	—	35	50	$1n$	КТ-1
	18.17	20.17	35	60	$4 \times s$	
	21.32	21.50	34	61	$1f$	
26.VIII	08.20	15.48	21	28E	$4 \times s$	
	17.28	19.00	24	22	$2n$	
	21.46	22.40	24	31	$2n$	
	23.15	23.52	24	22	sn	
27.VIII	02.10	02.40	24	29	sb	
	12.56	13.37	20	15	$1b$	
	16.00	19.10	22	13	$4 \times s$	
	20.07	23.47	22	10	$1n$	
28.VIII	03.18	07.34	23	05	$2 \times s$	
	09.00E	10.05D	25	02W	$1n$	
	13.09	13.22	26	03E	sf	
	15.21	20.00	22	05	≥ 2	
	16.40E	17.50	21	00	$1n$	
	18.18	22.55	22	01	$5 \times s$	

* Вспышки, обозначенные КТ-1, взяты по наблюдениям КраО; вспышки, обозначенные СибИЗМИР, взяты по наблюдениям СибИЗМИРАН, остальные — из «Solar Geophysical Data» (Боулдер). Для объединенных субвспышек указаны средние координаты.

Таблица 4 (окончание)

Дата, 1966 г.	Время, UT		Координаты		Балл	Примечание
	начало	конец				
29.VIII	05.33	06.43	22N	07W	1b	
	08.49	09.12	20	05	sn	
	12.06	12.33	21	10	1f	
	13.18	15.07	22	11	1b	
	14.54	19.21	22	11	$3 \times s$	
	20.21	22.01	24	18	1b	
30.VIII	02.12	02.58	24	20	1b	КГ-1
	11.37	12.44	23	23	1n	
	13.47	14.17	22	27	sn	
	14.50	16.21	23	27	2n	
	18.50	21.58D	25	25	$4 \times s$	
31.VIII	00.02E	00.21D	22	30	1n	СиБИЗМИР
	00.36	02.35	22	30	2n	
	02.50E	04.21	22	28	2n	
	06.04E	06.20D	27	32	1n	КГ-1
	09.48	—	22	37	1n	
	11.51	12.07	23	35	1n	
	12.53	13.50	22	40	1n	КГ-1
	15.40	18.48	23	36	$3 \times s$	КГ-1
	18.35E	20.09	22	36	1n	
	20.13	21.30	22	43	$3 \times s$	
1.IX	00.34E	11.05	22	45	$16 \times s$	КГ-1
	11.46	12.15	26	45	1n	
	12.17	—	22	50	1n	
	12.40	12.55	26	45	1n	
	13.06	13.15	22	54	1n	
	13.20	13.48	22	54	1n	
	15.20	22.10	23	52	$7 \times s$	
2.IX	00.08	04.12	23	55	$5 \times s$	КГ-1
	05.48	—	24	56	3n	
	13.04	23.38	24	66	$7 \times s$	

Выбиралась обычно самая начальная фаза развития вспышек, когда вспышка состояла из отдельных ярких точек, хорошо видимых как в H_{α} , так (иногда) и вне полосы на $\pm 0,5 \text{ \AA}$ от центра. Для протонных вспышек фиксировались также некоторые (с наилучшим качеством изображения) положения вспышек в максимальной фазе развития. Как отмечено в [13], ошибка такого способа фиксации положения вспышек составляет $\pm 2''$. Заметные собственные движения пятен заставили выбирать эскизы групп и карты, ближайшие по времени к вспышке и друг к другу. Большинство рассматриваемых вспышек изображено на фиг. 4—10, однако при тщательном анализе положения вспышек мы 1) рассматривали также субвспышки и 2) вынуждены были немного отклоняться от сопоставления, которое можно сделать только с помощью отметок — крестов на фиг. 4—10, поскольку для большей точности выбирались другие карты того же дня, более близкие к моменту вспышки или представляющие больший интерес.

Поэтому сопоставление, которое можно сделать с помощью фиг. 4—10, хотя в целом и дает правильное представление, все же не будет достаточно детальным.

Всего рассмотрены положения 17 ярких узлов для первой группы пятен и 30 — для второй, не включая длинных волокон и больших облаков протонных вспышек в максимальной фазе их развития. Для первой группы были взяты карты для $\lambda 6103$ из-за большей близости уровня этой линии к хромосфере. Для второй группы записи в $\lambda 6103$ были отрывочны и отбирались карты только для $\lambda 5250$, причем предпочтение отдавалось «зеленому» фотометру из-за лучшей фокусировки камеры спектрографа в этом случае.

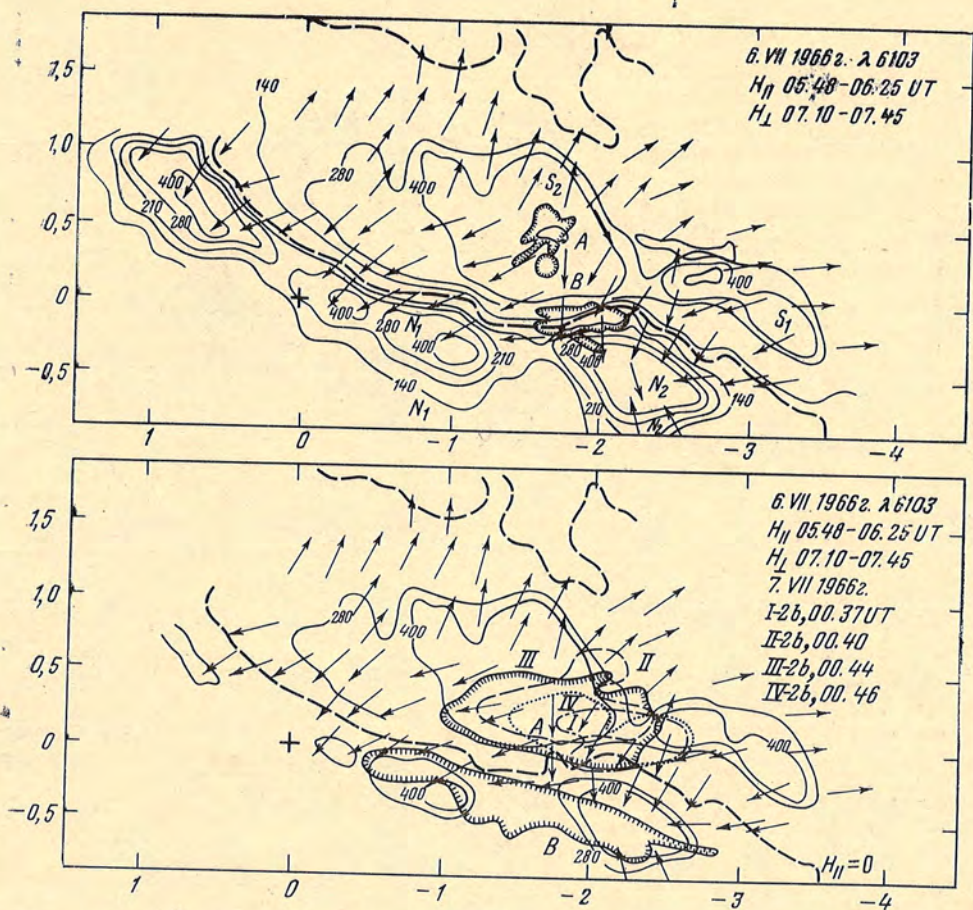
Далее, как было отмечено в § 2, карты $H_{\parallel}$ и $H_{\perp}$ показывают большое сходство, особенно в течение одного дня, тогда как конфигурация пятен иногда заметно меняется в течение дня. Такое обстоятельство часто позволяет выбрать одну из карт $H_{\parallel}$ и одну из карт $H_{\perp}$ в качестве характерных для магнитной конфигурации данного дня, учитывая при этом их близость к вспышке, и затем из них составить комбинированную карту поля, содержащую некоторые характерные изогауссы («холмы») поля $H_{\parallel}$ и направления $H_{\perp}$ (без указания длины вектора, если она превосходит 10-мм отклонение потенциометра). Такие карты наиболее удобны для сопоставления положения вспышек относительно продольного и поперечного полей; они были составлены для 6 и 7.VII и 31.VIII, 1, 2.IX и представлены на фиг. 18 и 19. На них же указано, какие карты (из табл. 1) были использованы, а также пронумерованы вспышки.

Рассмотрим положение вспышек относительно продольного поля. Все вспышки 6.VII 1966 г., включая 1b в 5.34 UT, удивительно точно появлялись одновременно в виде маленьких ярких образований в одних и тех же двух точках, одна из которых B совпадает с нейтральной линией $H_{\parallel} = 0$, а другая A располагается напротив первой точки на расстоянии приблизительно 15" от нее на север, в середине изогауссного контура S-полярности наибольшей напряженности в «вершине холма» (фиг. 18, верх). Обе эти вспыхивающие области появились примерно там же, где возникли и яркие области, занятые протонной вспышкой 7.VII (фиг. 18, низ). Для протонной вспышки 7.VII мы приводим ее положения в различные моменты времени, определенные независимо по отдельным кадрам (пятна были плохо различимы на H_{α} -фильме), которые, однако, неплохо соответствуют друг другу и показывают, что, хотя начало вспышки не зарегистрировано, протонная вспышка в первые минуты своего существования образовала два гигантских блестящих волокна, вытянутых примерно вдоль нейтральной линии (параллельно ей) и расположенных по обе стороны от нее, — одно большое облако на север, а другое тонкое волокно к югу от линии $H_{\parallel} = 0$.

Как видно из фиг. 18, северное облако вспышки быстро вытягивалось на восток с течением времени (от 0.37 до 0.44 UT смещение на 18", 8), скорость смещения восточной границы облака

$$v = \frac{1,5 \cdot 10^4}{4,2 \cdot 10^2} \text{ км/сек} = 36 \text{ км/сек.}$$

Вероятно, процесс этот не был реальным движением, скорее распространением фронта возбуждения, так как через 2 мин., в 0.46 UT значительная часть облака к востоку от середины погасла (возможно, вышла из полюсы). Южное волокно вспышки в этот момент разорвалось на два, хотя возможно, что потеря видимости в середине волокна была обусловлена быстрым подъемом средней части. (Заметим, что протонная вспышка умышленно нанесена на карту предыдущего дня, чтобы выяснить возможные особенности поля, предшествующие протонной вспышке.) В табл. 5 приводят-

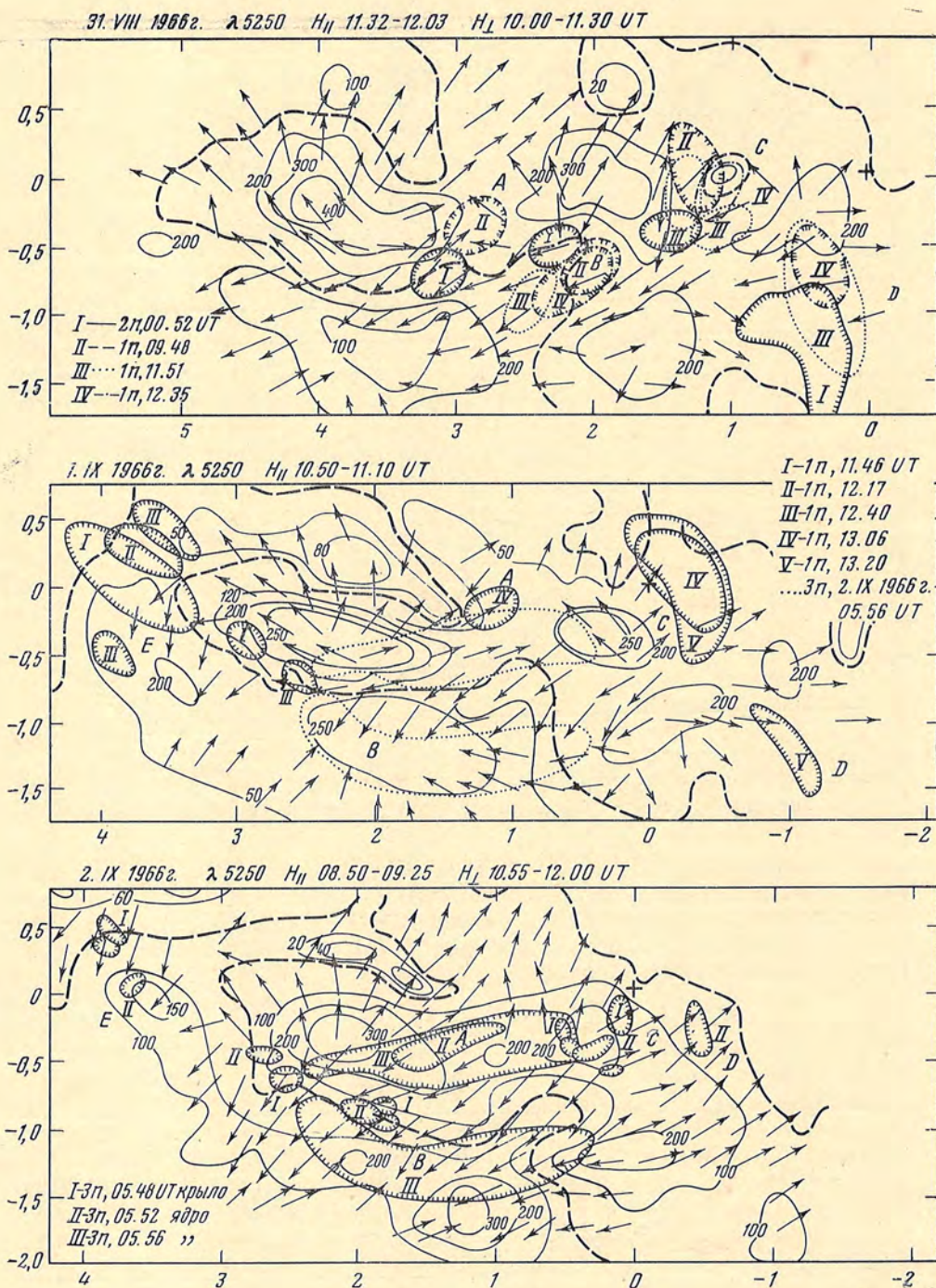


Фиг. 18. Сопоставление карт продольного $H_{\parallel}$ и поперечного $H_{\perp}$ полей с положениями вспышек для 6, 7.VII 1966 г. (отмечены штрихами по внутренней стороне)

ся расстояния (кратчайшие) узлов A и B вспышек 6 и 7.VII от нейтральной линии. Для протонной вспышки в 0.26 UT 7.VII приводятся наибольшие и наименьшие расстояния волокон A и B . В среднем, как видно из табл. 5, оба вытянутых облака вспышки располагались примерно симметрично по отношению к линии $H_{\parallel} = 0$ на расстояниях 2,8—9",8 от нее в об-

Таблица 5

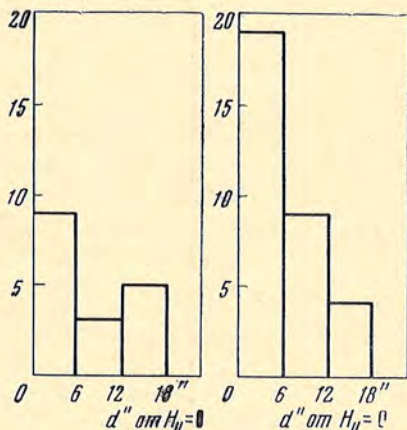
Вспышка, UT	d_A	d_B	Вспышка, UT	d_A	d_B
6.VII 1966 г. 4.32, конец sn	16"N	1"2N	7.VII 1966 г. 0.37, 2b	1,9—5"0N	3,7—9"4S
4.52, sf	17N	1,2S; 0	0.40, 2b	3,1—9,4 N	3,7—9,4S
5.08, 1f	14N	3,1S	0.44, 2b	3,1—9,4 N	3,1—9,4S
5.34, 1b	17N	0—1,2S	0.46 2b	2,8—6,2 N	3,1—11S
6.34, 1n	11—17N	0—1,2S			
8.28, 1n	9,0N	1,2S	Среднее	2,8—7"5N	3,4—9"8S
Среднее . . .	14"4N	0"4S	3.54	—	4,4; 11S
			8.00, 1n	4,4N	—
			13.40, 1n	3,1; 3,7N	—



Фиг. 19. То же, что на фиг. 18, для 31.VIII, 1 и 2.IX 1966 г.

ластях противоположной полярности — факт, отмеченный для других вспышек впервые в [13]. Если далее построить гистограмму для 17 узлов вспышек, содержащихся в табл. 5, то получается распределение (на фиг. 20, слева), показывающее группировку значений в двух интервалах: 0—6" и 12—18". Градиент продольного поля у нейтральной линии в районе возникновения вспышек 6 и 7.VII составлял

$$\left(\frac{\Delta H_{\parallel}}{\Delta s}\right)_0 = \begin{cases} 0,4 \text{ гс/км для } \lambda 6103, \\ 0,5 \text{ гс/км для } \lambda 5250, \end{cases}$$



Фиг. 20. Гистограммы положений ярких узлов вспышек в первой и второй активных областях относительно нейтральной линии $H_{\parallel} = 0$

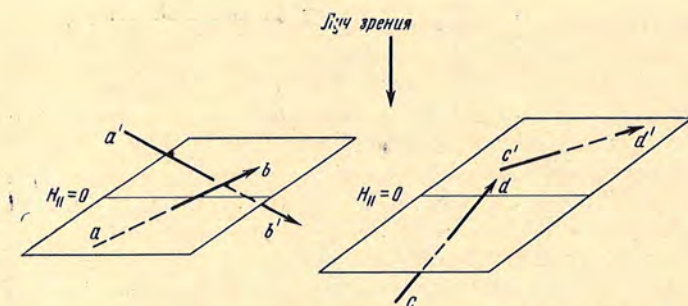
т. е. был очень высоким — типичным для вспышек подобного рода, согласно данным работы [20].

Сходную картину расположения вспышек можно подметить и во второй группе (фиг. 19). 31.VIII работали четыре очага вспышек (обозначены A, B, C, D на фиг. 19), из них первые два — A и B — находятся вблизи нейтральной линии, к северу и к югу от нее. 1.IX вспышка появляется в областях A и C и возникает еще очаг E , а 2.IX в начале протонной вспышки первые яркие точки появляются сразу в районе A, B, C, D и E . Яркие узлы вспышки A и B , хорошо видимые в 5.48 и 5.52 UT, располагаются одно (B) на нейтральной линии $H_{\parallel} = 0$, другое (A) — к северу от него на расстоянии около 15", т. е. приблизительно так же, как это имело место перед протонной вспышкой 6.VII. Вскоре, как и для вспышки 7.VII, в центре области образуются два мощных облака — волокна, вытянутых вдоль нейтральной линии $H_{\parallel} = 0$ (почти параллельно ей), причем северное объединяет два очага — A и C — возникновения первых поярчений. Кроме них, возникают еще протяженные облака в областях D и E , но мы их не приводим из-за отсутствия в этих областях измерений поперечного поля. (Облака обычно появляются на периферии группы и, по-видимому, являются скорее вторичным образованием, хотя первые поярчения этих облаков также бывают хорошо связаны с нейтральной линией $H_{\parallel} = 0$.) Образование ярких блестящих лент по обе стороны от магнитной оси группы (параллельно линии $H_{\parallel} = 0$) отмечалось и ранее для вспышек с космическими лучами [9, 21]. По-видимому, это один из характерных признаков протонных вспышек.

Связь ярких узлов вспышек 31.VIII — 2.IX с нейтральной линией оказывается более тесной, чем вспышек июльской группы, как это видно из гистограммы фиг. 20 (справа): из 32 узлов 28 находятся на расстояниях $\leq 12''$ и 19 (60%) — на расстояниях менее 6". Протонная вспышка 2.IX возникла в области с градиентом продольного поля у линии $H_{\parallel} = 0$

$$\left(\frac{\Delta H_{\parallel}}{\Delta s}\right)_0^{\dagger} = 0,13 \text{ гс/км для } \lambda 5250,$$

значение меньшее, чем для вспышки 7.VII, но характерное, согласно [20], для появления сильных вспышек. Возможно, что меньший градиент, равно как меньшие поток и энергия $H_{\parallel}^2 V/8\pi$, для этой активной области после 30.VIII связаны с появлением до этого сильных вспышек (балла ≥ 2 , как, например, вспышка 28.VIII), что привело к частичной «разрядке» напряженного состояния магнитной конфигурации.



Фиг. 21. Схема возможного расположения силовых линий в области бифуркации
6.VII 1966 г.

Рассмотрим положение вспышек относительно поперечных полей, представленных также на фиг. 18 и 19. Для первой области перед вспышкой 7.VII наблюдается особенно характерная картина: 6.VII гомологичные вспышки A возникают в области радианта направлений вектора $H_{\perp}$, тогда как вспышки B возникают в области, где скрещиваются под углом 90° направления векторов $H_{\perp}$, образуя здесь подобие креста из векторов $H_{\perp}$, идущих в направлении $E - W$, и векторов — вдоль направления $N - S$ (на картах $H_{\perp}$ 7.VII после вспышки этот крест исчезает в месте вспышки и в области B наблюдается поток векторов $H_{\perp}$ только в направлении $E - W$, см. фиг. 12, б). Характерно, что этот горизонтальный поток направлений $H_{\perp}$ практически совпадает с нейтральной линией $H_{\parallel} = 0$ в месте вспышек B , что указывает на очень своеобразную конфигурацию поля.

Во-первых, с одной стороны от линии $H_{\parallel} = 0$ продольная составляющая направлена на нас, а с другой — от нас, то в области, где поперечная составляющая параллельна линии $H_{\parallel} = 0$ (слева от B), мы должны иметь контакт полей, скрещенных и наклоненных к картинной плоскости (фиг. 21, слева), такой, что с одной стороны линии $H_{\parallel} = 0$ векторы $\mathbf{H}$ направлены внутрь, с другой — наружу, причем поперечные составляющие этих полей ab и $a'b'$ примерно параллельны друг другу. Во-вторых, к западу от B картина менее сложная и может быть просто объяснена, если силовая линия образует арку, след которой в картинной плоскости пересекает линию $H_{\parallel} = 0$ примерно под прямым углом (фиг. 21, справа).

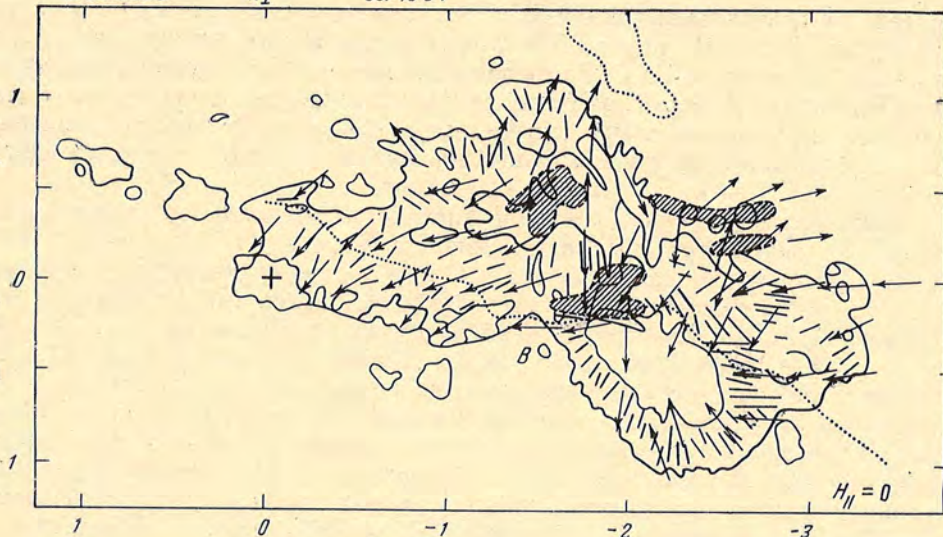
Очень трудно представить себе соединение обеих картин поля слева и справа от B , не прибегая к представлению о том, что силовые линии, ответственные за конфигурацию слева, находятся в другой плоскости, отличной от плоскости, где располагаются силовые линии, дающие конфигурацию справа. Таким образом, силовые линии, идущие вдоль линии $H_{\parallel} = 0$ (ab и $a'b'$), проходят в другом слое, под аркой силовых линий (cd и $c'd'$). В пользу этого говорят почти горизонтальные направления $H_{\perp}$, которые появляются вновь вскоре справа от B . Создается впечатление, что силовые линии от полюса S_1 частично замыкаются на полюсе N_1 , проходя «под» силовыми линиями, связывающими полюсы S_2 и N_2 , т. е. замыкание силовых линий идет не на ближайший полюс, а крест-накрест, образуя типичный случай неправильной магнитной связи (wrong connection или misconnection).

Чтобы удостовериться в реальности подобной картины, мы сопоставили карту направлений $H_{\perp}$ фиг. 18 с фотографией тонкой структуры пятен, любезно предоставленной нам Н. В. Стешенко (фиг. 22). Кроме северо-западной части лидера, где нет заметного соответствия поля и волокон тонкой структуры (возможно, из-за различия времени получения фотографии и поля и очень быстрых изменений в группе), наблюдается очень хорошее соответствие почти повсеместно. В частности, скрещению полей $H_{\perp}$ в области B соответствует соединение волокон полутени, ориентированных

6. VII 1966 г.

 $H_{\perp}$

05. 40 UT



Фиг. 22 Сопоставление направлений $H_{\perp}$ (стрелки) с тонкой структурой пятен
Волокна полутени — черточки; области вспышек заштрихованы

под углом 90° друг к другу. Если в отношении наших карт $H_{\perp}$ можно было бы считать, что их разрешающая сила мала, а потому скрещение $H_{\perp}$ возле B кажущееся из-за низкого разрешения, то фотографии пятна получены отличного качества с разрешением не менее $0''.5$. Поэтому пересечение под прямым углом направлений $H_{\perp}$ в области B — реальный эффект, подтверждаемый тонкой структурой полутени — ориентацией ее волокон. Такое строение также свидетельствует, скорее всего, о многоярусной структуре пятна: слева от B мы видим, скажем, более глубокий слой с магнитным полем, резко, скачком, отличающимся от поля справа от B , где просматривается более периферийный слой с присущим ему полем.

Область скрещения полей у B — типичный пример области «бифуркаций» поперечного поля, описанных в [7] и [13], где показана сильно выраженная тенденция появления вспышек в таких областях (например, 83% всех вспышек в группе в сентябре 1963 г.). Необходимо отметить, что области A и B являются областями, где наблюдается сильное поперечное поле; именно следующие средние значения $H_{\perp}$ характерны для области «под» вспышкой

Вспышка	A	B
6.VII 1966 г.	910 гс	620 гс
7.VII 1966 г.	2000 гс	540 гс

Поэтому области под вспышкой нельзя рассматривать как нейтральные точки или области, на что впервые обращено внимание в [22] и [7]. Трудно также вообразить себе магнитную конфигурацию, при которой области A и B были бы нейтральными точками, расположенными над фотосферой (см. далее об абсолютном поле § 5).

Более разнообразная картина в расположении вспышек относительно $H_{\perp}$ наблюдается для второй группы. 31.VIII все очаги A , B и C связаны с областями «бифуркаций» — пересечения векторов $H_{\perp}$ (фиг. 19). В областях B и A имеется скрещение векторов $H_{\perp}$, подобное области B для июльских вспышек. В очаге C отмечается соединение векторов $H_{\perp}$ противоположных направлений. Характерно, что эта область совпадает с замк-

нутой областью $H_{\parallel} = 0$, что делает такую особенность магнитного поля сходной с нейтральной точкой. В области A имеются обе особенности поля, присущие B и C . На карте 1.IX нанесены положения вспышек за 1.IX и протонной вспышки 2.IX. Здесь также хорошо видны первичные поярчания вспышек в A , B и C , из них A связана с областью, где смыкаются векторы $H_{\perp}$ противоположных направлений, C — с радиантом направлений $H_{\perp}$, в области B происходит сильный поворот векторов $H_{\perp}$ от направления, близкого к $W - E$, к направлению на юг.

Рассмотрим теперь положение протонной вспышки на карте 2.IX. Здесь хорошо выражены те же «бифуркации» у A и C , что и 31.VIII и 1.IX. Для E нет достаточных данных, но в D замечен лишь небольшой излом в ходе направлений $H_{\perp}$. Плавный ход направлений $H_{\perp}$ наблюдается в области B , где возник один из узлов вспышки. Однако на карте 1.IX перед вспышкой в этом районе наблюдаются резкие повороты вектора $H_{\perp}$, но известно, что вспышки нередко приводят к поворотам векторов $H_{\perp}$ (см. [7]). Карты за 31.VIII и 1.IX отчетливо показывают, что очаг вспышек B связан со скрещением векторов $H_{\perp}$ почти под прямым углом — «бифуркация», характерная, по-видимому, для «пересечения» силовых линий, идущих на разных уровнях (связанная с misconnection) как для узлов B вспышек 6—7.VII. Конфигурация $H_{\perp}$, связанная с A и C на фиг. 19, сходна с таковой же для узлов A вспышек 6 — 7.VII. Большие поперечные поля наблюдаются в районах появления вспышек, как видно из табл. 6. Это, очевидно, так же, как и в случае вспышки 7.VII, исключает возможность простого отождествления мест появления вспышек с нейтральными точками фотосферного поля.

Таблица 6

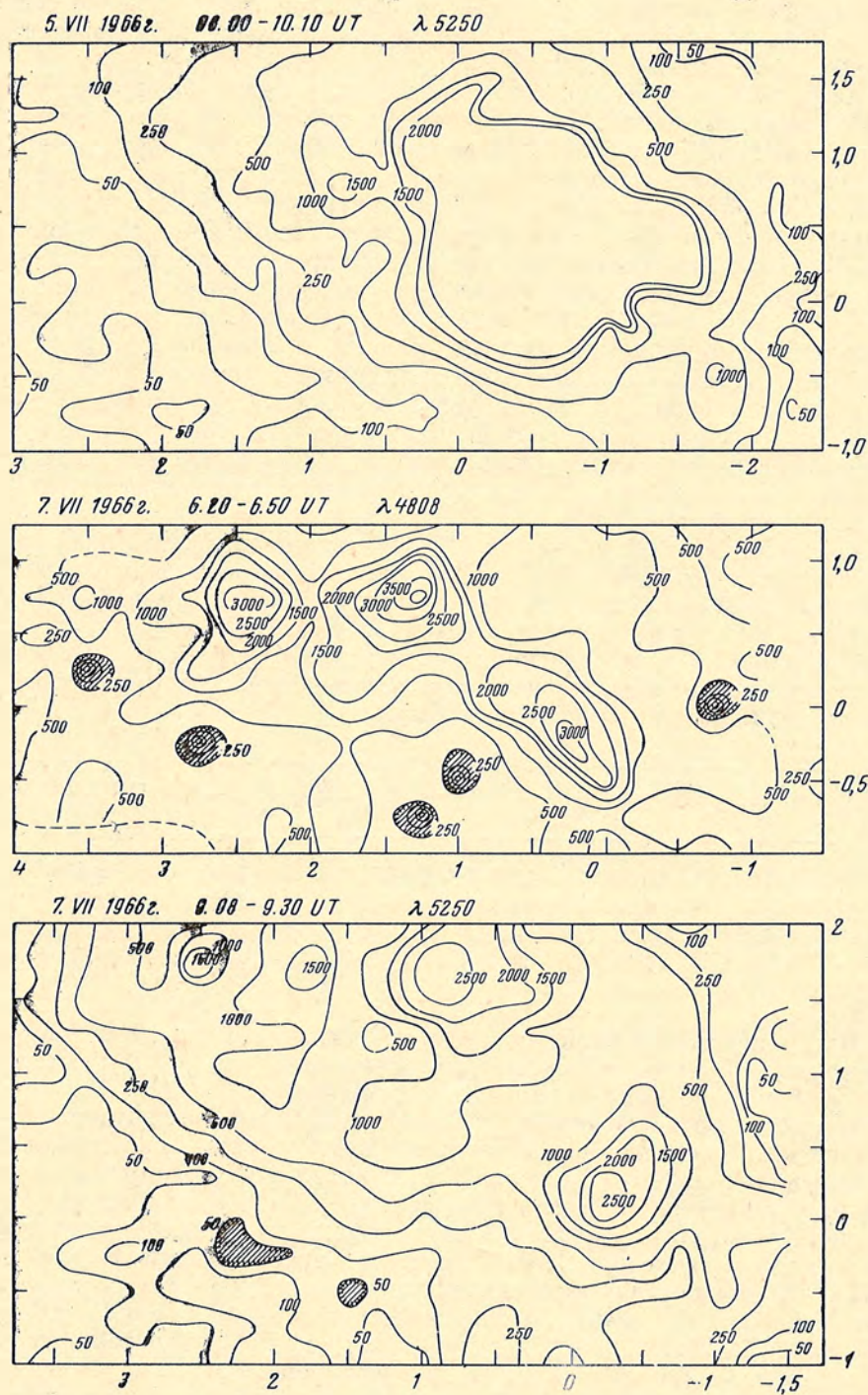
Вспышка	A	B	C	D	E
31.VIII 1966 г.	>1000 гс	>960 гс	520 гс	180 гс	—
1.IX	>1000	>1000	1300	—	—
2.IX	760	>1000	880	—	600

Вращение векторов $H_{\perp}$, связанное с появлением вспышек, позволяет предположить, что места появления вспышек связаны с местами сильного вращения вектора $H_{\perp}$ с глубиной, которое следует из сравнения карт $H_{\perp}$, полученных в двух различных линиях, — эффект, описанный в [5]. Одновременно записи в $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$ дают возможность построить карты, на которых отложены одновременно векторы $H_{\perp}$ в этих двух линиях и нанесено положение вспышек. Такие карты были построены для 30.VIII (13.40—14.35 UT), 31.VIII (две карты: 10.00—11.30 и 14.30—15.30 UT), а также 1.IX (8.07—8.50 UT). Но рассмотрение положения вспышек на этих картах показало, что нет какой-либо достаточно хорошо выраженной связи вспышек с местами сильных поворотов вектора $\delta_{\perp}$ при переходе от одного уровня к другому.¹

§ 5. Протонные вспышки и полная напряженность поля

Десять изогауссных карт полной напряженности $|H|$ были построены на основе наблюдаемых карт $H_{\parallel}$ и $H_{\perp}$ и эмпирической калибровки [3] для группы 4—7.VII 1966 г. и четыре карты для второй группы за 30, 31.VIII и 1 и 2.IX¹. Примеры этих карт на фиг. 23 для первой активной группы

¹ Все эти карты для второй области были предварительно исправлены за яркость



Фиг. 23. Пример карт полной напряженности $|H|$ в разных линиях для первой активной группы
«Ямы» заштрихованы

хорошо показывают основной процесс, сопровождающий развитие магнитных конфигураций таких групп — процесс дробления большого сечения «монокристаллических» трубок силовых линий на более мелкие; этот процесс недавно наблюдался также в [23].

Из фиг. 23 также видно, что контуры изоганс данной напряженности в $\lambda 4808$ шире, чем в $\lambda 5250$. Это указывает на то, что магнитный поток и энергия на нижнем уровне выше, чем на верхнем. То же самое может быть получено из планиметрии карт изоганс для $\lambda 5250$ и $\lambda 4808$. Так, мы имеем $|H|^2 V/8\pi \approx 2 \cdot 10^{35}$ эрг для $\lambda 4808$, тогда как для $\lambda 5250$ эта величина составляет $\sim 2 \cdot 10^{33}$ эрг, если объем V тот же самый. Это может означать, что $|H|$ на нижнем уровне приблизительно в 10 раз выше, чем на верхнем. Но, с другой стороны, фактически максимальные значения $|H|$ не отличаются более чем на фактор около 3. Далее, максимальные значения напряженности $|H|$ поля на верхнем уровне $\lambda 6103$ меньше на множитель приблизительно 3, чем напряженности полей на уровне $\lambda 5250$. Разница на множитель около 10 между $\lambda 4808$ и $\lambda 5250$, полученная из энергий $|H|^2 V/8\pi$, обусловлена поэтому большей площадью контуров изоганс на карте $\lambda 4808$ (большей примерно в три раза). Таким образом, мы видим, что магнитное поле активной области сосредоточено в основном в глубоких слоях солнечной атмосферы.

Изменение магнитной энергии $|H|^2 V/8\pi$ для первой июльской группы можно проследить для уровня $\lambda 6103$, для которого мы имеем карты для всех трех дней — 5, 6 и 7.VII; ход этой величины показан на фиг. 15; возрастание энергии к 6^д,4 вполне реально. Для $\lambda 5250$ мы не располагали картами для 6.VII, но сравнение данных в табл. 7 показывает, что энергия на этом уровне до и после вспышки примерно одинакова, т. е., что начальное значение $|H|^2 V/8\pi$ восстановилось.

Таблица 7

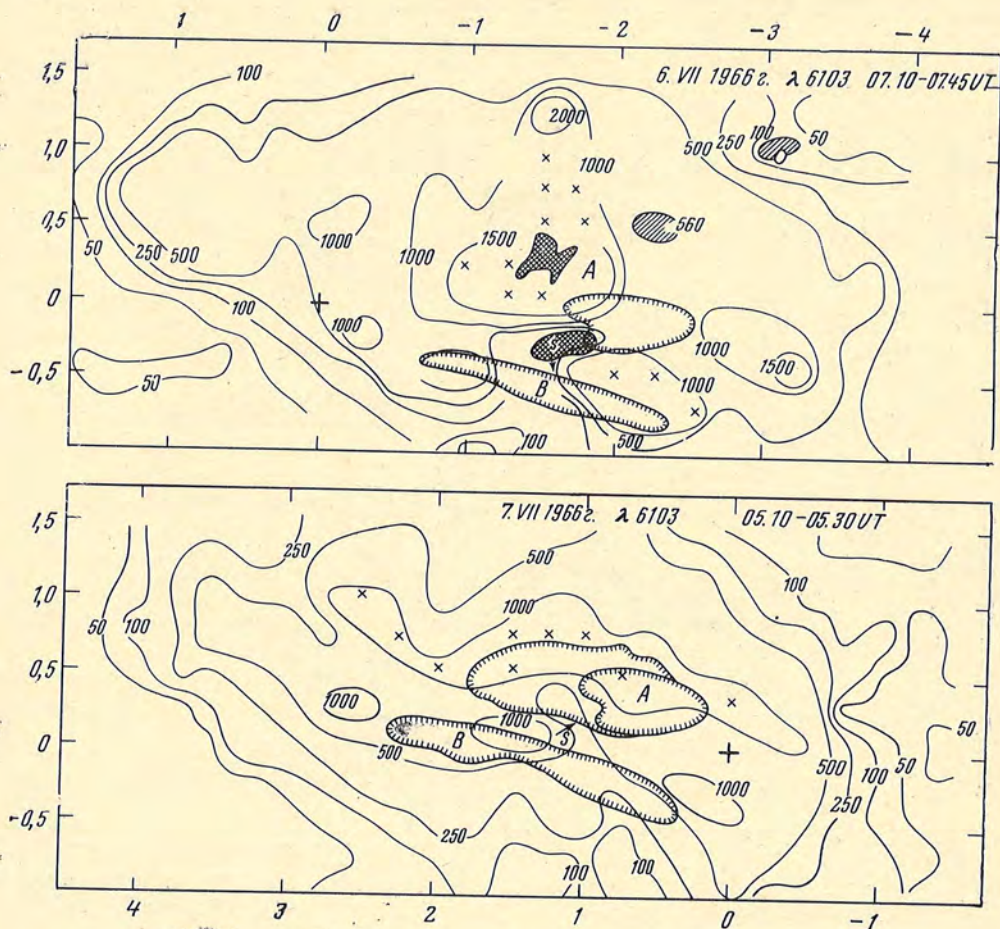
Дата, июль	λ , Å	$ H ^2 V/8\pi$, эрг	Дата, июль	λ , Å	$ H ^2 V/8\pi$, эрг
5 ^д 34	5250	$10,1 \cdot 10^{32}$	7 ^д 36	6103	$6,45 \cdot 10^{32}$
5,39	5250	22,1	7,39	5250	17,7
5,39	6103	4,02	7,41	5250	20,9
6,28	6103	11,9	7,43	5250	15,5

Из данных табл. 7 видно также, что энергия на верхнем уровне $\lambda 6103$ примерно в 3—4 раза меньше энергии на нижнем уровне $\lambda 5250$, что связано в основном с падением напряженности наружу.

Наиболее правдоподобной представляется следующая картина поведения магнитного поля в целом: подъем конфигурации — всей массы силовых трубок кверху и затем опускание их вниз. Это будет приводить к временному увеличению энергии и потока $F_S + F_N$. На возможность такого процесса указывает изучение лучевых скоростей в активной области перед вспышками и после них [24]. Для второй группы карты $|H|$ поля были построены только для четырех дней, и изменения $|H|^2 V/8\pi$ приведены также на фиг. 15 справа. Здесь величина энергии достигает $12 \cdot 10^{32}$ эрг в максимуме 31.VIII и 1.IX, т. е. она была сравнима с энергией первой области, точнее, приблизительно в два раза меньше. Однако энергия продольного поля второй группы была в четыре раза меньше, что указывает на относительно большую роль поперечных полей в этом случае. Мы имеем

для первой группы (в максимуме) $\frac{H_{\parallel}^2}{|H|^2} = \frac{3}{4}$, в то время как для второй

$$\frac{H_{\parallel}^2}{|H|^2} = \frac{20 \cdot 10^{31}}{10 \cdot 10^{32}} = \frac{2}{10}, \text{ т. е. в первом случае в продольном поле заключа-$$



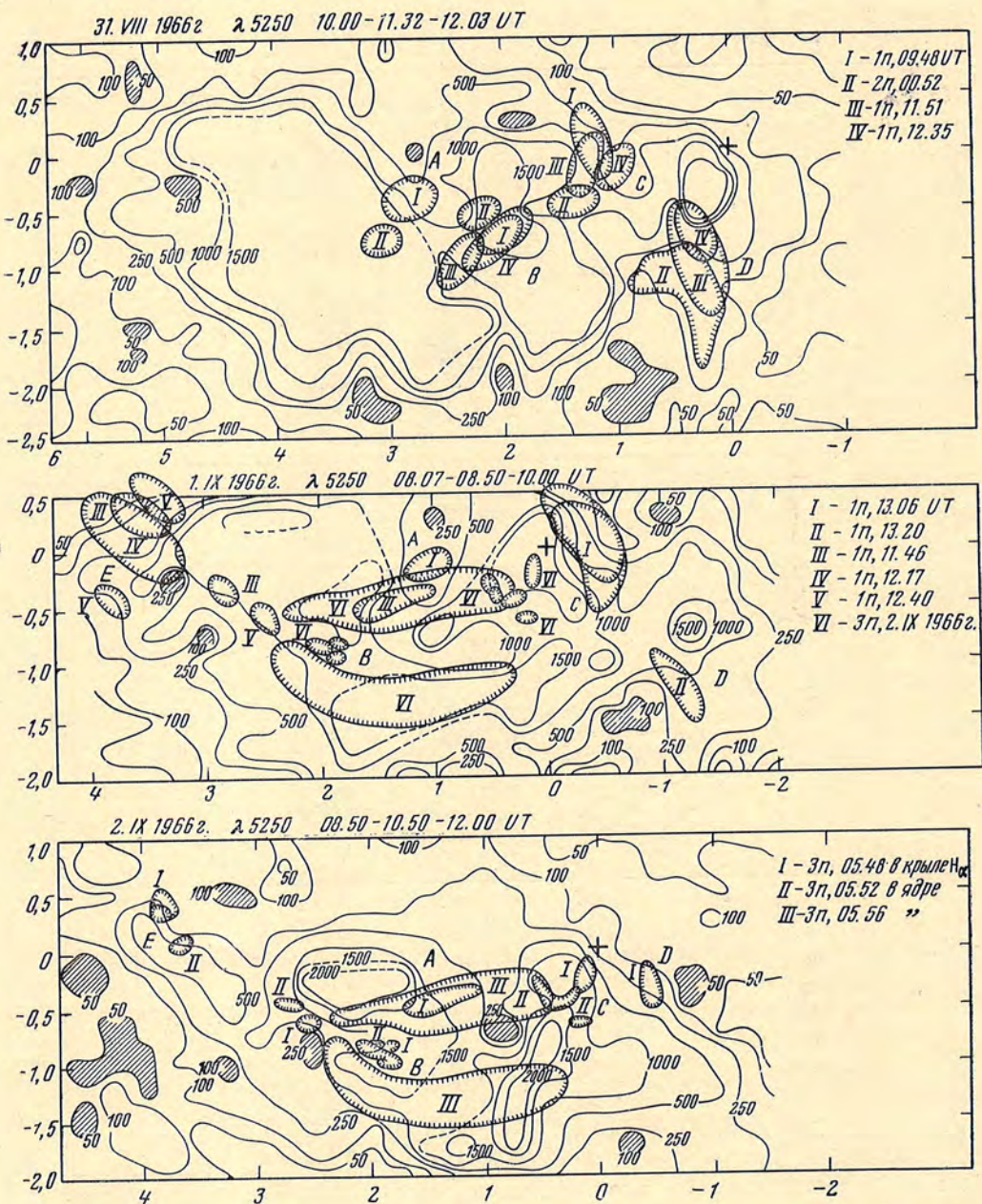
Фиг. 24. Положение вспышек 6 и 7.VII 1966 г. на картах полной напряженности $|H|$ (крестики — область зашкаливания)

«Ямы» заштрихованы; вспышки 6-го заштрихованы клеткой, вспышки 7-го отмечены штриховкой по внутреннему краю

лось 75% энергии, а во втором — только 20%, тогда как 80% — в поперечном поле. Возможно, это связано с тем, что конфигурация в первом случае «вышла наружу» в большей степени, чем во втором, так как полная энергия сравнима в обоих случаях (в два раза меньше во втором случае). Кроме того, известно (см. [7]), что при выходе конфигураций поля наружу их поле в основном поперечное. Иначе говоря, можно предположить, что вторая область (август-сентябрь) не развилась до такой стадии, до которой дошла июльская, в результате чего не возникло таких сильных и геоэффективных вспышек, как вспышка 7.VII.

На фиг. 24 приведены карты изогаусс для 6—7.VII, на них перенесены вспышки с фиг. 18; на фиг. 25 — то же для второй активной области для трех чисел: 31.VIII, 1 и 2.IX и вспышки с фиг. 19. Интерес представляет положение вспышек на этих картах. В частности, нельзя не отметить, что вспышки первой области 6 и 7.VII возникли в области, где градиент абсолютного поля максимальный на картах фиг. 24, именно:

$$\begin{aligned} \Delta |H| / \Delta s &= 0,37 \text{ гс/км для конфигурации 5.VII,} \\ \Delta |H| / \Delta s &= 0,74 \text{ гс/км для вспышек 6 и 7.VII, } 0,33 \text{ UT,} \\ \Delta |H| / \Delta s &= 0,25 \text{ гс/км для вспышек 7.VII.} \end{aligned}$$



Фиг. 25. Положение вспышек 31.VIII, 1 и 2.IX 1966 г. на картах полной напряженности $|H|$

Вспышки заштрихованы по внутреннему краю, «ямы» — полностью

Нельзя не связать появление вспышек, в частности большой р-вспышки 7.VII, с глубоким «оврагом», подходящим с юга к самому мощному «плюсу» группы (очаг B 6.VII и A 7.VII). В то же время очаг вспышки A 6.VII находился над областью максимального абсолютного поля.

Вспышки второй группы, в частности 31.VIII, возникали в местах с большими градиентами $|H|$, как видно из табл. 8. Большинство их располагаются на «склонах» холмов поля $|H|$.

Таблица 8

Дата, г. 1966 г.	Вспышка, UT	Балл	$\Delta H / \Delta s$ (для отдельных узлов), $гс/км$	Дата, 1966 г.	Вспышка, UT	Балл	$\Delta H / \Delta s$ (для отдельных узлов), $гс/км$
31.VIII	0.52	2n	0,52; 0,22	1.IX	12.17	1n	0,24
	9.48	1n	0,22; 0,17		12.40	1n	0,1
	11.51	1n	0,62; 0,17; 0,18		13.06	1n	0,45; 0,22
	12.53	1n	0,56; 0,62; 0,17		13.20	1n	0,22
1.IX	11.46	1n	0,34	2.IX	5.48	3n	0,45; 0,32; 0,50; 0,23

Таким образом, вывод о появлении вспышек в областях высокого градиента продольного поля $H_{\parallel}$ остается справедливым и для полного поля: вспышка стремится возникнуть в областях высокого (более $0,1 гс/км$) градиента абсолютного поля.

Из рассмотрения карт на фиг. 24, 25 (особенно за 2.IX) можно заподозрить связь появления вспышек с «ямами» поля — областями, где напряженность поля имеет минимум или падает до шумового уровня $\sim (100—200) гс$. Однако если мы даже примем за «совпадение» различие в положении вспышки от положения такой ямы не более чем на $d \approx 10''$, то получается следующая статистика для второй активной области, более обильной в смысле различия положений вспышек и узлов:

Дата	$\frac{\text{Число совпадений}}{\text{общее число узлов}}$
31.VIII 1966 г.	1/14
1.IX	2/10
2.IX	2/6

Мы видим, что в лучшем случае (2.IX) только 30 % первичных поярчений вспышек возникают на расстояниях $9—10''$. Все остальные отстоят существенно дальше от этих «ям» поля или нулевых областей. В ряде случаев поярчения, такие, как A для 2.IX, очаги B и C 31. VIII, вообще не имеют никаких «ям» поблизости, а очаг A вспышек 6 и 7.VII возник над областью максимальной напряженности абсолютного поля.

Все это указывает на отсутствие какой-либо тенденции у вспышек появляться в областях минимума или нуля полного вектора поля, т. е. на отсутствие связи вспышек с реальными нейтральными точками магнитного поля фотосферы. Не обнаруживается такой связи также для вспышек, возникавших в группе 17—24. IX 1963 г., изученной в [13]. В тех случаях, когда рядом со вспышкой имеется такое резкое падение напряженности, как для очага B вспышек 6 и 7.VII, следует скорее заподозрить связь поярчений просто с очень сильным градиентом поля, хотя в принципе возможность нейтральных точек не исключена в этом случае. Однако слишком много нужно было бы иметь нейтральных точек для объяснения всех рассматриваемых поярчений вспышек (как это впервые отмечено в [25]), с другой стороны, очень трудно придумать конфигурации поля, в которых нейтральная точка находилась бы над областью большого $|H|$ в хромосфере.

Наличие сильных поперечных полей на линиях $H_{\parallel} = 0$, равно как появление вспышек в областях больших значений $|H|$, ставит, таким образом, под сомнение идею о важной роли нейтральных точек в появлении солнечных вспышек.

§ 6. Протонные вспышки и электрические токи. Сила Ампера и лучевые скорости

Возникновение вспышек в местах с высоким градиентом продольного поля и в областях «бифуркаций» — местах с быстрым, иногда скачкообразным (вспышка 7. VII 1966 г.) изменением направления поперечного поля $H_{\perp}$ — вновь указывает на возможную связь появления вспышек с местами сильного электрического тока, где плотность тока

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

достаточно высока. Так же как в [13], для всех указанных в табл. 1 карт $H_{\perp}$ были вычислены с помощью электронно-вычислительной машины «Минск-1»¹, карты, дающие распределение вертикальной составляющей тока j_z , — по картам $H_{\perp}(H_x, H_y)$. Эти распределения сравнивались между собой и с положением вспышек.

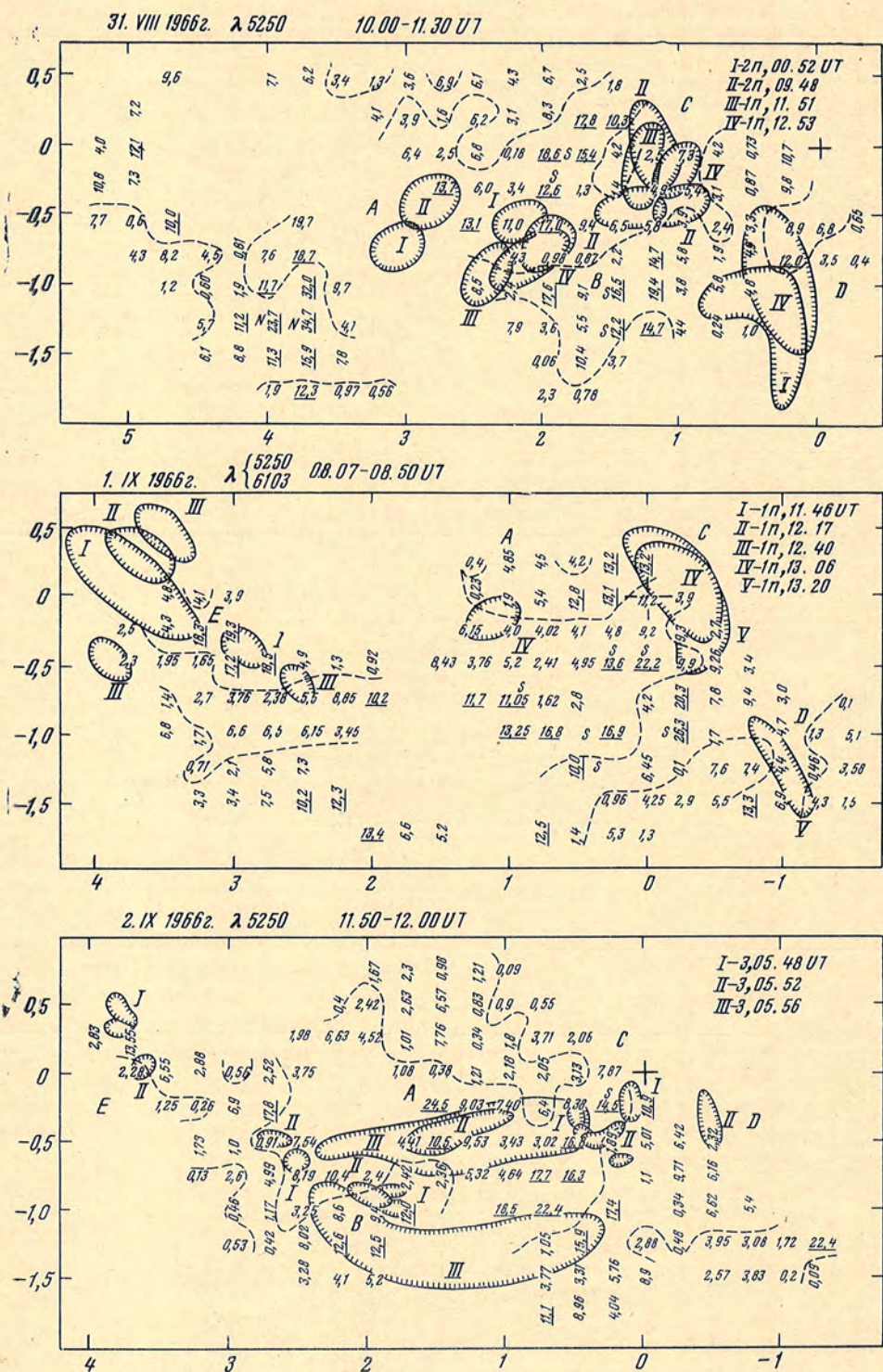
Для первой протонной вспышки карты j_z за 6 и 7. VII даны на фиг. 26; за 6-е имеется только одна запись $H_{\perp}$ в $\lambda 6103$ и, таким образом, единственная карта j_z (фиг. 26, вверху), а за 7-е сделана одна запись $H_{\perp}$ в $\lambda 6103$, две — в $\lambda 4808$ и две — в $\lambda 5250$. Записи (утренняя в $\lambda 6103$ и две в полдень в $\lambda 5250$) очень сходны — из них была образована одна карта со средними j_z в середине; карты в $\lambda 4808$ очень сходны с теми же в двух других, но для иллюстрации мы эту карту приводим (фиг. 26, внизу). На всех трех картах нанесены вспышки, появившиеся 6-го, и протонная вспышка 7. VII. Рассмотрение их положения с очевидностью показывает тесную связь очага вспышек A с наиболее сильными токами j_z одного направления и очага B с сильнейшими токами другого направления. (Вспышки 6. VII лучше сравнивать с картой тока j_z за 6. VII.) Отличие положения центра яркого узла от $j_{\max}$ в 6" вполне можно отнести за счет ошибок измерений. О нижнем волокне B протонной вспышки правильнее говорить, что оно проходит через места $j_{\max}$, так как нам неизвестно положение первых поярчений.

Для второй активной области, давшей протонную вспышку 2. IX 1966 г., картина не такая однозначная (фиг. 27), как для вспышек 6—7. VII. Так, 31. VIII очаги гомологичных вспышек A, B, D практически совпадают с местами относительного $j_{\max}$, но вспышки C явно смещены (примерно на 10") к востоку от относительного максимума токов. Пожалуй, это единственный случай из всех рассмотренных до сих пор в этой работе и в [13], когда наблюдается серьезное отклонение. Возможно, оно происходит из-за различия времени получения карты и времени появления вспышек: вспышки, возникшие близко к моменту регистрации поля, именно II и III, своим верхним концом подходят близко (на расстоянии $\leq 6''$) к области $j_{\max}$.

Интересно, что вспышки B возникают в весьма узком промежутке между положительными и отрицательными максимальными j_z — так, как если бы они появились на вершине токовой петли, исходящей из точки — 17,6 и входящей в точку + 17,0.

1. IX с положительными и отрицательными токами j_z хорошо совпадают очаг C вспышек IV и V, а также очаг E вспышек I, II и III, хотя здесь недостаточно данных о значениях j_z у самой E -границы карты. Для первых поярчений и облаков I и II протонной вспышки 2. IX (5.48 — 5.52 UT) картина довольно четкая: очаги A, B и C , где возникают первые по-

¹ Авторы обязаны Т. Г. Буславской, выполнившей большинство этих вычислений.



Фиг. 27. Положение вспышек на картах j_z для второй активной области (31.VIII, 1 и 2.IX)

Обозначения те же, что на фиг. 26

ярчания, все хорошо совпадают с максимальными j_z , о мелких поярчаниях в E трудно судить, так как значений j_z здесь недостаточно. Если использовать данные карты j_z за 1.IX, то эти мелкие поярчания в области E возникли возле максимальных j_z . Таким образом, за исключением двух очагов — C за 31. VIII и A за 1.IX, остальные яркие узлы вспышек хорошо (в пределах ошибок измерений $\sim 6''$) совпадают с $j_{\max}$. Более точная статистика для обеих протонных и предшествующих им вспышек дана ниже.

Период	Процент совпадений
4—7.VII 1966 г.	6/6
31.VIII—2.IX 1966 г.	17/23

Отсюда следует, что не менее 74% всех первых поярчаний совпадает с местами относительного максимума j_z . В некоторых остальных случаях, где имеется $j_{\max}$, но вспышки не возникли, располагается тень пятен, где вполне естественно ожидать очень сильного вращения $H_{\perp}$ и сильных (у границы пятна) полей $H_{\perp}$; эти места следует исключить. Принимая во внимание эти исключительные случаи, для второй активной области мы находим $17/82 \approx 20\%$ случаев, когда на месте $j_{\max}$ не зарегистрирована вспышка и нет пятна.

Однако следует иметь в виду также то, что вспышки и $j_{\max}$ следует сравнивать только в ограниченном интервале времени, примерно в пределах $\pm 12^h$, когда нет сильного изменения поля $H_{\perp}$.

Следует, наконец, отметить интересную тенденцию поярчаний вспышек появляться так, что по крайней мере один из узлов вспышки соответствует $j_{\max}$ знака, противоположного знаку для других узлов, — эффект, отмеченный также в [13].

Заметим, что критерий «сильного» тока, принятый здесь, такой же, как и ранее в [13], именно «сильный» соответствует градиенту $\geq 0,1$ гс/км или полному току $J \geq \sim 5 \cdot 10^{11}$ а.

Сделанные в отдельных случаях одновременные на двух уровнях ($\lambda 5250$ и $\lambda 6103$) записи продольного $H_{\parallel}$ и поперечного $H_{\perp}$ полей (разница уровней 160 км) позволяют определить также поперечный электрический ток $j_{\perp}$, составляющие которого j_x и j_y суть

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{c} j_x &= \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}, \\ \frac{4\pi}{c} j_y &= \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \end{aligned} \quad (6.2)$$

могут быть найдены из карт $H_{\parallel}$ и $H_{\perp}$ (записанных одна после другой) для двух уровней ($\Delta z = 160$ км). Вычисления показывают, что основной приток в j_x и j_y дают производные от $H_{\perp}$ по глубине z , т. е. горизонтальные (поперечные) токи определяются скоростью изменения $H_{\perp}$ с глубиной, тогда как вертикальные токи j_z — скоростью изменения $H_{\perp}$ в картинной плоскости. Например, для одной из характерных точек карты токов $j_{\perp}$ за 7.VII 1966 г., полученной по записям в $\lambda 6103$ (5.30—6.00 UT) и $\lambda 5250$ (9.08—9.30 UT), имеем

$$\begin{aligned} j_x &= +2,37, & \frac{\partial H_z}{\partial y} &= -0,046, \\ j_y &= -4,37, & \frac{\partial H_z}{\partial x} &= 0,0040, \end{aligned}$$

т. е. основной вклад в $j_{\perp}$ создается градиентами $\partial H_y/\partial z$ и $\partial H_x/\partial z$. Вообще для большинства точек получается в среднем

$$\begin{aligned}\frac{\partial H_{\parallel}}{\partial z} &= \frac{\partial H_z}{\partial x} \sim \frac{\partial H_z}{\partial y} \approx \frac{200 \text{ гс}}{5 \cdot 10^3 \text{ км}} = 0,04 \text{ гс/км} = O(10^{-2} \text{ гс/км}), \\ \frac{\partial H_{\perp}}{\partial z} &= \frac{\partial H_x}{\partial x} \sim \frac{\partial H_x}{\partial y} \sim \frac{\partial H_y}{\partial x} \frac{\partial H_y}{\partial y} \approx \frac{2000 \text{ гс}}{5 \cdot 10^3 \text{ км}} = 0,4 \text{ гс/км} = O(10^{-1} \text{ гс/км}), \\ \frac{\partial H_{\perp}}{\partial \parallel} &= \frac{\partial H_x}{\partial z} \sim \frac{\partial H_y}{\partial z} \approx \frac{650 \text{ гс}}{160 \text{ км}} = 4 \text{ гс/км} = O(1 \text{ гс/км}).\end{aligned}\quad (6.3)$$

Таким образом: 1) изменения продольного поля в картинной плоскости примерно в 10 раз медленнее, чем поперечного, что является естественным следствием большей неоднородности поперечного поля, чем продольного (например, в пятне $H_{\perp}$ поворачивается на 180° на участке всего в несколько секунд, тогда как $H_{\parallel}$ плавно достигает максимума), 2) изменения поперечного поля с глубиной $\sim 1 \text{ гс/км}$, как это известно из ряда работ, в том числе из [26], значительно более сильные, чем изменения в картинной плоскости, и свидетельствуют о большой неоднородности поля с глубиной. Эта неоднородность следует также из сильных поворотов вектора $H_{\perp}$ в отдельных местах групп пятен (см. [5]). Данное обстоятельство имеет своим следствием то, что горизонтальные плотности токов $j_{\perp}$ должны быть на порядок больше вертикальных j_z . Однако, так как размер областей, захваченных токами, около 10^7 см — в ~ 10 раз меньше областей, захваченных токами j_z , то полный ток $J = Sj$ (S — площадь области) — в обоих случаях одного порядка.

Практически карта $j_{\perp}$ получается так: сначала строятся карты j_x и j_y с использованием верных (с точностью примерно до 1%) соотношений ($\Delta z = 160 \text{ км}$)

$$j_x = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad j_y = +\frac{c}{4\pi} \frac{\partial H_x}{\partial z}, \quad (6.4)$$

затем находится величина

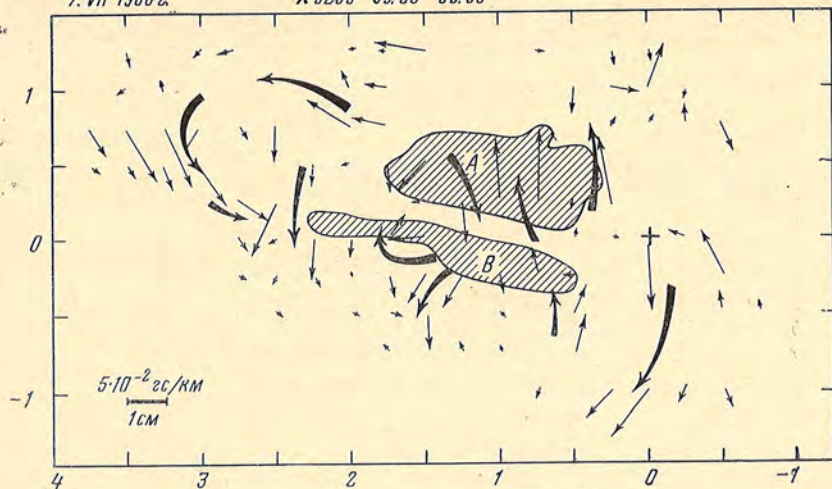
$$j_{\perp} = \sqrt{j_x^2 + j_y^2} \quad (6.5)$$

(обычно в единицах $0,5 \cdot 10^{-2} \text{ гс/км}$) и строится карта распределения вектора $j_{\perp}$, имеющего проекции (6.4) и длину (6.5). Карта $j_{\perp}$ 7.VII показана на фиг. 28; там же приведено расположение двух больших (A и B) облаков протонной вспышки в 0.44 UT . В картине горизонтальных электрических токов характерен контакт противоположных токов в середине карты, в месте возникновения протонной вспышки. Возможно, что там соединяются два или три гигантских круговых тока, как это показано схематически на фиг. 28 большими стрелками.

Более подробно картина поперечных токов в активных группах будет рассмотрена в дальнейшем, здесь мы показываем возможность и полезность такого рассмотрения, в частности для понимания тех сил, которые могут действовать на плазму вспышки со стороны магнитного поля. Действительно, зная составляющие тока j_x и j_y , можно вычислить вертикальную составляющую силы $F = j \times H$, которая согласно (6.4) будет:

$$\begin{aligned}F_z &= j_x H_y - j_y H_x \approx -\frac{c}{4\pi} \left[H_y \frac{\partial H_y}{\partial z} + H_x \frac{\partial H_x}{\partial z} \right] = \\ &= -\frac{c}{8\pi} \frac{\partial}{\partial z} (H_x^2 + H_y^2) = -\frac{c}{8\pi} \frac{\partial}{\partial z} H_{\perp}^2, \quad H_{\perp} = \sqrt{H_x^2 + H_y^2}.\end{aligned}\quad (6.6)$$

7. VII 1966 г.

 $\lambda 6103$ 05.30—06.00 UT $\lambda 5250$ 09.08—09.30

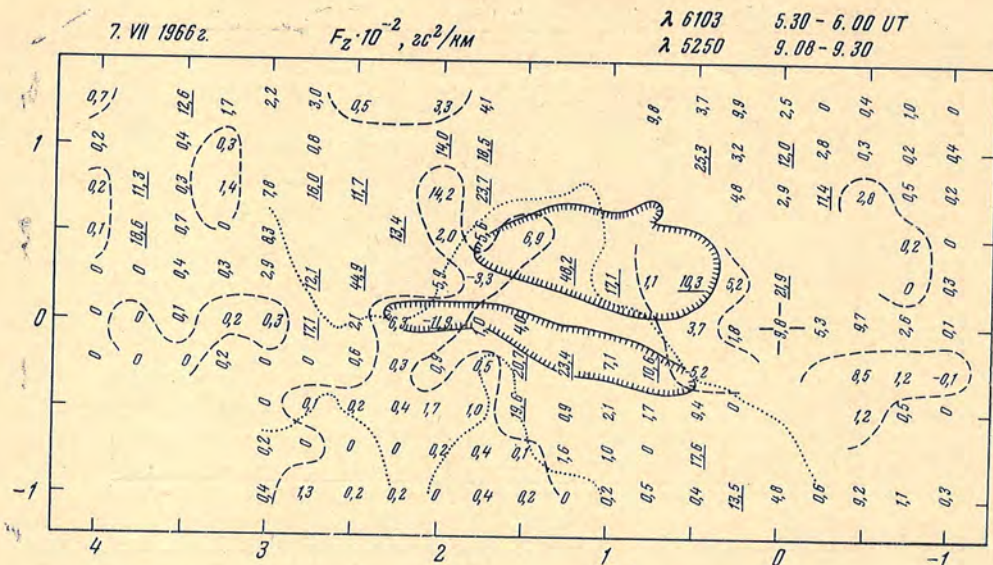
Фиг. 28. Карта поперечных токов $j_{\perp}$ для 7.VII и расположение на ней облаков протонной вспышки A и B (заштрихованы)

Величина $H_{\perp}^2/4\pi = p_m$ — магнитное давление. В картинной плоскости положительная ось x у нас направлена влево, а ось y — книзу, так что положительная ось z направлена наружу, вдоль радиуса Солнца, поэтому, если градиент магнитного давления

$$\frac{H_{\perp}^2(z_2) - H_{\perp}^2(z_1)}{z_2 - z_1}, \quad z_2 > z_1$$

отрицателен (давление на нижнем уровне больше, чем на верхнем), то сила $dp_m/dz < 0$ — против силы гравитации ($-dp/dz = gr$ в нашем случае) и F_z , согласно (6.6), положительна; т. е. при $F_z > 0$ сила направлена кверху (от поверхности Солнца), а при $F_z < 0$ сила действует книзу (к поверхности Солнца). Практически вычисляются карты $H_{\perp}^2$ для двух уровней $\lambda 5250$ (низ) и $\lambda 6103$ (верх) и затем строится карта F_z , которая представлена на фиг. 29 для 7.VII; там же показано расположение протонной вспышки. Области силы, действующей вниз, встречаются на концах вытянутых облаков вспышки, тогда как в середине этих волокон сила действует кверху, так что волокна вспышки пересекают линии $F_z = 0$. Это показывает, что средняя часть вспышки может подниматься, тогда как оба конца опускаются, т. е. может возникать движение, которое нередко фактически наблюдается во вспышках как в H_{α} -фильмах, так и спектроскопически: стекание вещества вдоль арок при некотором подъеме арки; аналогичные движения наблюдаются так же в петельных протуберанцах. Простое вычисление, далее, показывает, что сила F_z в области вспышки примерно в 10 раз больше, чем сила гравитации или градиент газового давления.

Представляет интерес сравнение распределения знака силы F_z и знака лучевой скорости, записанной одновременно с регистрацией продольного поля (5.10—6.25 UT). Запись F_z относится к среднему моменту, несколько более позднему (5.30—9.30 UT). Разница средних моментов (5.46 и 7.30 UT) обеих записей может иметь существенное значение из-за периодических пульсаций и более быстрых, чем у поля, изменений скоростей со временем. Сравнение показывает, что области положительной силы F_z и подъема в общем переналагаются, хотя имеются отклонения. Однако этот интересный вопрос надлежит изучить, привлекая большее количество специально полученных для этой цели данных.



Фиг. 29. Положение протонной вспышки на карте F_z для 7.VII (заштрихована по внутреннему краю)

Линия F_z — штриховая, линия $v_i = 0$ — пунктирная

Заключение

Настоящая статья является седьмой из выполненных за истекшие 10 лет в Крымской астрофизической обсерватории работ по изучению магнитных полей, связанных со вспышками на Солнце, если к упомянутым выше исследованиям [7, 8, 13] и [20] присоединить более ранние [27], [28], основанные на изучении только продольных полей. Будет, пожалуй, уместно подвести некоторый итог этого более чем 10-летнего изучения, поскольку в большинстве своем последующие работы воспроизводили в значительной мере на новом наблюдательном материале результаты, полученные ранее. Кроме того, появившиеся затем аналогичные исследования у нас и за рубежом наряду с подтверждением ранее полученных результатов вносили новый существенный вклад, который влиял на дальнейшее развитие наших работ.

Спектроскопические и кинематографические исследования вспышек, «усов» и других нестационарных явлений (выполненные с 1948 по 1956 г. в КраО) привели в 1956 — 1957 гг. [29] к заключению, что энергетически в атмосфере Солнца трудно найти источник энергии, кроме энергии магнитного поля, способный обеспечить фактически наблюдаемое во вспышках выделение энергии, как в виде энергии космических лучей, так и механической энергии, тепловой энергии и энергии излучения (до 10^{32} эрг на вспышку). Это заставило тогда же, в 1957 г., начать поиски связи вспышек с фактически измеренными на Солнце магнитными полями. Сам факт появления вспышек почти исключительно в группах пятен — этих основных носителях солнечного магнетизма — являлся решающим свидетельством в пользу такой связи. (Хотя в дальнейшем и были найдены случаи появления вспышек вне групп, но всегда это были области усиленной напряженности поля.) Систематические (с 1957 г.) дискретные измерения магнитных полей отдельных пятен, равно как систематическое сплошное сканирование активных областей с помощью магнитографа, представлялись исключительно важными. Действительно, они позволили накопить уникальный материал, насчитывающий к настоящему времени не менее

800 записей магнитного поля активных областей, в частности, и в большинстве таких, где возникали вспышки. Только небольшая доля этого материала обработана и изучена в указанных семи работах, а также в [40].

Сначала (в 1957 г.), когда имелись только данные о продольных полях и H_α -кинофильмы, было найдено, что вспышки появляются очень близко к нулевой линии $H_\parallel = 0$ или совпадают с линией раздела полярностей, если по соседству есть по крайней мере три полюса (холма $H_\parallel$) или пятна различной полярности. Тогда же впервые обнаружено, что после вспышки густота изогauss в районе вспышки уменьшается, магнитная структура как бы расширяется, плотность силовых линий уменьшается. Через 10 лет аналогичный эффект для вспышек 21 и 23 мая 1967 г. наблюдался в [30]. В 1959 г. [28] была подтверждена тесная связь ярких узлов 61 вспышки с линией $H_\parallel = 0$ и большими градиентами $\nabla H_\parallel > 0,1$ гс/км. Из сравнения магнитных карт $H_\parallel$ до и после вспышки был найден аналогичный эффект упрощения структуры поля, уменьшение градиентов поля от значений $\geq 0,1$ гс/км до вспышки к значениям около 0,01—0,02 гс/км после нее для семи из восьми вспышек.

В последующей работе [24] в 1963 г. изучено положение 51 мощной вспышки в группах пятен с измеренной напряженностью поля до и после вспышки. Данные о положении, напряженностях поля и площадях пятен позволили также проанализировать величины градиентов поля возле нейтральных точек некоторой эквивалентной дипольной конфигурации, имеющей свойства, подобные свойствам фактической группы пятен. (Сотношения подобия базировались на том факте, что такие свойства фактического поля, как распределение напряженности поля и наклонов вектора поля в реальных пятнах, подобны тем, которые характерны для диполей или соленоидов, если уменьшить шкалу расстояний в $10^8 - 10^9$ раз, а напряженности примерно в 10 раз при переходе от Солнца к лаборатории.) В [24] была найдена статистическая зависимость этих градиентов от мощности вспышки: градиенты более 0,1 гс/км были найдены характерными для всех протонных и мощных вспышек. Эта зависимость использовалась для прогнозов вспышек, что существенно помогло затем в выборе периодов учащенных измерений магнитных полей перед вспышками и после них.

Тесная связь вспышек с высокими градиентами поля была затем найдена в Медонской обсерватории, где вместо градиента использовалось отношение d/D (d — расстояние между пятнами, D — диаметр пятна) [31, 32]. Совсем недавно эта связь была подтверждена также обширным исследованием [33] в обсерватории Локхид.

Найденное нами [27, 28] расположение вспышек вблизи нулевой линии $H_\parallel = 0$ между холмами, полюсами (пятнами) противоположной полярности (что приводит к высокому градиенту поля в районе вспышки) вызвало к жизни ряд попыток объяснения вспышек как результата неустойчивости плазмы в области нейтральных точек, возникающей либо при перемещении «источников» поля — полюсов, либо роста их напряженности, либо других причин (см. [27, 34—36]); впервые, еще до фактических измерений поля, такая идея была высказана в [37]. Было, однако, показано [38], что механизм джоулевых потерь при любых процессах возле нейтральной точки неэффективен. Возможности динамической диссипации поля у нейтральных точек, предложены в работе [36]. Разработка гипотезы нейтральных точек продолжает оставаться в центре внимания до сих пор [39].

Однако впервые в [22] с помощью прямых спектральных измерений и независимо в [7] и [40] с помощью магнитографа были обнаружены сильные поперечные поля в области возникновения вспышек, если даже они лежат на линии $H_\parallel = 0$. Было найдено, что поперечные поля $H_\perp$, равно как и хорошо отражающая структуру этих полей волокнистая структура хромосферы в линии H_α , в местах солнечных вспышек [40] обнаружива-

ют скрещение или «смыкание» полей разных направлений, контакты противоположно направленных векторов $H_{\perp}$ и другие подобные особенности, названные «бифуркацией». [7] В [13] было найдено, что связь вспышек с областями такого особого поведения поперечного поля столь же тесная, как и с линиями $H_{\parallel} = 0$. Кроме того, в [7] и [13] обнаружено, что вспышки появляются одновременно в виде нескольких ярких точек — узлов в различных местах активной области (что было известно ранее), но так, что эти точки находятся в областях противоположной полярности. И если значительная часть их примыкает к нейтральной линии, то остальные возникают в области сильного продольного поля, иногда вблизи или на вершине магнитного холма $H_{\parallel}$ (границе ядра пятна).

Подобные случаи очень хорошо выражены 21 и 22.VI 1962 г. [7], 17.IX 1963 г. [13], 6.VII 1966 г. (очаг B), 2.IX 1966 г. (очаг B) в настоящей работе и в ряде других случаев. Эти результаты были подтверждены очень большим материалом о 57 активных областях, содержавших 75 вспышек, в [41]. Настоящая работа вновь подтверждает и дополняет эту картину, показывая, что нет связи положения вспышек не только с реальными нейтральными точками полного магнитного поля, но даже с относительными минимумами этого поля — «ямами» поля, как это было бы желательным для теории, развитой в [42].

Таким образом, совокупность полученных к настоящему времени данных наблюдений заставляет отнестись критически к теории связи вспышек с неустойчивостью в нейтральных точках, которую, мы в свое время активно защищали [27, 34, 35] и которая активно разрабатывается в [39]: она встречается с очень серьезными трудностями (см. [43]).

В то же время вновь в настоящей работе, как и в [13], выявляется связь вспышек с электрическими токами, вычисляемыми из уравнения Максвелла $j = \frac{c}{4\pi} \text{rot } H$ по измеренным поперечным полям. Из измерения поперечных полей на двух уровнях мы получаем (правда, еще только первое) указание на то, что вспышка может возникать в области, где смыкаются противоположно текущие токи (в горизонтальной плоскости), — на «нейтральной» линии электрического тока. Эти факты в общем гораздо ближе к теории вспышек, развиваемой в последнее время Альвенom и Карлквистом [44], нежели в какой-либо другой теории.

Несколько иначе обстояло дело со второй стороной проблемы — изменениями магнитных полей в связи со вспышками, так как наши результаты 1957—1959 гг. [27, 28] были подвергнуты сомнению в 1960 г. в [45] на примере протонной вспышки балла 3⁺ (16.VII 1959 г.): исходя из качественного рассмотрения осциллоскопических снимков поля в области этой вспышки не было найдено изменений формы и положения основных холмов после ее возникновения. Однако последующее изучение 10 крымских записей поля в связи с той же вспышкой с 14 по 18.VII, выполненное в [8], показало очень сильные изменения градиентов поля и энергии $H_{\parallel}^2 V/8\pi$ — поля (см. выше § 3), сходные с теми, которые наблюдались для вспышки 7.VII 1966 г. Оказалось, что все изменения градиентов происходили в столь малой области, что она составляла ничтожную долю того разрешения ($23'' \times 23''$), с которым регистрировалось поле на обсерватории Маунт Вилсон (разрешение наших записей $2'', 5 \times 4'', 5$). Кроме того, все изменения напряженности поля происходили в области высоких значений, далеко превосходящих тот предел (100 гс), выше которого записи Маунт Вилсон находились в области зашкаливания. Однако практически одновременно с работой [45] появились сообщения [46] — [49], подтверждавшие изменения в магнитных полях в связи со вспышками. В [22] было отмечено временное падение градиентов поля и указано, что после вспышки восстановились предвспышечные значения. Об изменениях магнитных полей типа «релаксации» —

уменьшение площади, занятой данной изогауссой в связи со вспышками, — сообщалось также в [50].

Наконец, совсем недавно появилось предварительное сообщение об изменениях магнитной энергии в связи со вспышками типа измеренных нами в [8] и [4]. Именно в некоторых активных областях за 30^м до вспышки наблюдалось возрастание магнитной энергии активной области и падение ее до предвспышечного значения приблизительно через полчаса после вспышки [51].

Довольно очевидные свидетельства изменений градиентов поля, магнитных потоков и энергии поля, полученные в настоящей работе для вспышек 7.VII и 2.IX 1966 г., не только вновь подтверждают ранее полученные нами результаты, но содержат (впервые отмечено в [4]) очень важную, на наш взгляд, информацию об изменении результирующего магнитного потока через активную область. Эти изменения потока магнитной индукции приводят к э. д. с. в контуре, охватывающем активную область, именно того порядка, который фактически наблюдается у протонов, генерированных мощными вспышками. К счастью, этот результат не оказался единичным. Одновременно с нашим сообщением (в июле 1967 г. COSPAR и сентябре 1967 г., Будапешт) появилось сообщение [40], где приведен пример изменения знака разбаланса $F_S - F_N$, связанного со вспышками 28.IX — 5.X 1965 г. Далее, когда эта работа была закончена, была опубликована работа [52], в которой авторы пришли качественно к такому же результату. На основании просмотра исключительно обильного материала — фотогелиограмм групп и отчасти карт изогаусс — авторы [52] заключили, что вспышки связаны с тем, что площадь (и магнитный поток) одной из противоположных полярностей растет, а другой убывает. Правда, авторы ничего не могут сказать количественно ни о том, каков поток до и после вспышки, ни даже каков знак разности потоков, так как они базируются на измерениях только площади тени, ядер пятен, что, как показано выше (в § 3), может привести к неправильному (в смысле знака и величины) результату. Однако качественный результат [52] — изменения потока в связи со вспышками — не подлежит сомнению. В то же время для 10 спокойных групп, без вспышек, баланс потоков противоположных полярностей, по-видимому, довольно хорошо сохраняется [53], если эти группы не находятся в стадии развития или затухания.

Таким образом, сильное изменение потока магнитной индукции через активную область является, видимо, одним из эффектов, с которым тесно связаны вспышки, — эффектом, указывающим на возможность образования мощных э. д. с. и токов, способных генерировать космические лучи. Одновременно этот эффект указывает на то, что для приведения в соответствие токов, связанных с этими э. д. с., согласно уравнению Максвелла

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{s} = - \frac{1}{c} \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}, \quad \mathbf{j} = c\mathbf{E},$$

с теми токами, которые диктуются измерениями градиентов поля и другим основным уравнением Максвелла

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot } \mathbf{H},$$

мы должны понизить проводимость σ в $10^2 - 10^3$ раз, на что уже имелись неоднократные указания теоретического характера [45, 46]. При этом в случае сильных вспышек напряженности электрического поля оказываются на порядок больше тех, которые можно ожидать на основании фактических измерений скорости движений солнечной плазмы поперек магнитного поля $1/c[\mathbf{v} \times \mathbf{H}]$ [47]. В свою очередь, существенное уменьшение проводимости облегчает действие механизма взрыва токового шнура, ука-

занного в [44]. Следует также обратить внимание на то, что плотности поперечных токов $j_{\perp}$ оказываются по крайней мере на порядок выше тех же для продольных токов. Поэтому условия реализации механизма [44] расширяются, возможно, на область фотосферы. Однако изучение поперечных токов, а также электромагнитной силы только начато в этой работе и настоятельно требует своего продолжения.

За серьезную помощь в обработке записей магнитного поля и другого материала авторы приносят благодарность Е. П. Смирновой и Е. И. Лиморенко. В. В. Гапееву мы благодарны за окончательное изготовление чертежей.

Октябрь 1968 г.

Литература

1. A. Severny. *Annals of the IQSY*, 1968, 3, 182.
2. А. Б. Северный. *Астрон. ж.*, 1966, 43, вып. 3, 465.
3. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1967, 36, 22.
4. А. В. Брунс, Н. С. Никулин, А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1964, 33, 80.
5. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1964, 31, 126; 1965, 33, 3.
6. Н. С. Никулин. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1964, 31, 209.
7. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1964, 31, 159.
8. R. Howard, A. Severny. *Astrophys. J.*, 1963, 137, 1242.
9. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1963, 30, 161.
10. M. Martres, R. Michard, I. Soru-Iscovici, T. Tsap. *Structure and Development of Solar Active Regions*, IAU Symp. № 35, 1968, p. 318.
11. H. Kunzel. *Astron. Nachr.*, 1967, 289, 33.
12. С. И. Гопасюк. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1967, 36, 56.
13. G. E. Moreton, A. B. Severny. *Solar Phys.*, 1968, 3, 282.
14. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1965, 33, 34.
15. E. H. Schröter. *Proc. Meet on Sunspots Florence*, 1964, 222.
16. М. Кореску, G. V. Kuklin. *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, 1966, 17, 45.
17. С. И. Гопасюк. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1964, 32, 14; 1967, 38, 65.
18. Н. В. Стещенко. *Structure and Development of Solar Active Regions*. IAU Symp. N 35, 1968, p. 201.
19. А. Н. Коваль, Н. Н. Степанян. *Наст. том*, стр. 194.
20. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1963, 29, 15.
21. M. Ellison, S. McKenna, J. Reid. *Dunsink Obs. Publ.*, 1961, 1, N 3.
22. R. Michard, Z. Mouradian, M. Semel. *Ann. d'Astrophys.*, 1961, 24, 54.
23. С. И. Гопасюк. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1960, 24, 281.
24. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, Т. Т. Цап. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1963, 30, 148.
25. K. Kiepenheuer. *The Solar Spectrum*, D. Reidel, 1965, p. 240.
26. М. Дж. Гусейнов. *Наст. том*, стр. 89.
27. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1958, 20, 22.
28. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1960, 22, 12.
29. А. Б. Северный. *Астрон. ж.*, 1956, 33, вып. 1, 74; 1957, 34, вып. 5, 684.
30. E. Tandberg-Nannsen, J. Mc Kim Malville. *Astron. J.*, 1968, 73, N 5, pt II, 69.
31. Y. Avignon, M. J. Martres, M. Pick. *Ann. d'Astrophys.*, 1964, 27, N 1, 23; 1966, 29, 33.
32. C. Caroubalos. *Ann. d'Astrophys.*, 1964, 27, N 5, 333.
33. S. Smith, H. Ramsey. *Solar Phys.*, 1967, 2, N 2, 158.
34. А. Б. Северный, В. П. Шабанский. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1961, 25, 88.
35. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1962, 27, 71.
36. С. И. Сыроватский. *ЖЭТФ*, 1966, 50, 413.
37. P. Sweet. *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*. IAU Symp. N 6, 1958, p. 123.
38. E. Parker. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1963, 8, N 77, 177.
39. С. И. Сыроватский. *Симпозиум КОСПАР*. Токио, май 1968.
40. А. Б. Северный. *Астрон. ж.*, 1962, 39, вып. 6, 961.
41. M. Martres, R. Michard, I. Soru-Iscovici. *Ann. d'Astrophys.*, 1966, 29, N 3, 249.
42. D. Wentzel. *Astrophys. J.*, 1964, 140, 1563.

43. E. Parker. Summarizing talk at COSPAR Symp. on Solar Flares, May 11, 1968 (in press).
44. H. Alfvén, R. Carlqvist. Solar Phys., 1967, 1, 220.
45. R. Howard, H. W. Babcock. Astrophys. J., 1960, 132, 218.
46. J. Evans. Astron. J., 1959, 64, N 8, 330.
47. В. Н. Чистяков. Солнечные данные, 1959, № 9, 81.
48. Г. Я. Васильева. Солнечные данные, 1961, № 12, 64.
49. J. Leroi. Contr. a l'étude de la polar. de lun. sol., Doct. thesis, Paris, June 1962.
50. F. Deubner. Stellar a. Solar Magn. Fields, IAU Symp. N 22, 1965, p. 369.
51. D. Rust. Astron. J., 1968, 73, N 5, pt II, 75.
52. M. Martres, R. Michard, I. Soru-Iscovici, T. Tsap. Solar Phys., 1968, 5, 187.
53. J. O. Stenflo. Structure and Development of Solar Active Regions, IAU Symp. N 35, 1968, p. 47.
54. A. Alfen, C.-G. Fälthammar. Cosmical Electrodynamics. Oxford, 1963, § 39.
55. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 24, 261.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ НА РАЗЛИЧНЫХ УРОВНЯХ
В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ

Т. Т. Цан

Проводится сопоставление напряженностей продольных магнитных полей, записанных на разных уровнях на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории. Показано, что между напряженностями продольных магнитных полей, измеренными на разных глубинах в активных областях на Солнце, существует тесная связь. Отмечено, что связь между поперечными полями на разных глубинах несколько хуже, чем между продольными.

MAGNETIC FIELDS AT DIFFERENT DEPTHS OF THE ACTIVE REGIONS OF SOLAR ATMOSPHERE, by T. T. Tsap.— The strengths of the longitudinal magnetic fields recorded at different depths of the active regions with a double magnetograph of the Crimean Astrophysical Observatory are compared. It is shown that there is a close correlation between the longitudinal magnetic field at different levels. It is noted that the correlation between transversal magnetic fields is a little less, than that of the longitudinal fields.

Распределение магнитного поля с высотой в атмосфере Солнца изучалось с помощью магнитографов многими авторами [1—9]. В упомянутых работах, за исключением [7], продольные магнитные поля в хромосфере записывались по линии H_{β} , а в [2, 8, 9] — также по линии K_3Ca^+ . В [7] магнитное поле в хромосфере измерялось по линии H_{α} . Магнитные поля в фотосфере в перечисленных работах регистрировались по линии железа $\lambda 5250$; кроме того, в [7] использовалась также линия $\lambda 6103$. Сопоставление хромосферных магнитных полей, записанных по H_{β} , с фотосферными показало, что наряду со сходством магнитных полей в фотосфере и хромосфере имеются существенные различия. В частности, в [4, 6, 8, 9] указывалось, что в хромосфере часто наблюдаются магнитные поля, которые не проникают в фотосферу. В [5] было обнаружено, что колебания магнитных полей в хромосфере больше, чем в фотосфере. Записи магнитных полей по K_3 [8, 9] показали еще более сильное различие между фотосферными и хромосферными магнитными полями, а именно: поля, измеренные по линиям $\lambda 5250$ и K_3 над одним и тем же местом активной области, часто имели противоположные полярности.

Существенным недостатком упомянутых исследований, исключая [6, 7], было то, что продольные магнитные поля записывались в хромосфере и фотосфере последовательно и содержали ошибки, связанные с быстрым изменением магнитного поля со временем, которое было обнаружено в [10]. Кроме того, как показано в [7], линии H_{β} и K_3 непригодны для регистрации магнитных полей в хромосфере, так как линия H_{β} сильно блендирована фотосферными линиями с большой магнитной чувствительностью (большое значение $g\lambda^2$). Что касается линий K_3 или H_3 , то в этом случае на измерения магнитных полей с помощью магнитографа сильно влияет измене-

ние контура линий K_3 и H_3 от точки к точке в активной области. Например, над пятнами линия K_3 вообще исчезает. Согласно [7], для регистрации магнитного поля в хромосфере наиболее пригодна линия H_α . Здесь необходимо отметить и то, что разные части контура линии H_α образуются на разных глубинах в хромосфере. При этом высоты, на которых возникают центральные части линии и крылья, охватывают почти всю хромосферу. Поэтому, измеряя поля в разных местах контура линии H_α , можно получать сведения о магнитном поле в большей части хромосферы.

Подробное изучение большого числа записей магнитных полей, сделанных одновременно в $\lambda 5250$ и H_α [7], показало, что примерно в 70 % случаев все черты магнитного поля в хромосфере и фотосфере повторяются, хотя магнитные поля в хромосфере обладают менее тонкой структурой, чем в фотосфере. В остальных 30 % случаев отмечено наличие в хромосфере полей, имеющих знак, противоположный знаку фотосферных полей. Отмечено также, что напряженность полей на уровне хромосферы больше, чем в фотосфере, хотя в этих случаях не исключалось возможное искажающее влияние эмиссионного обращения в линии H_α .

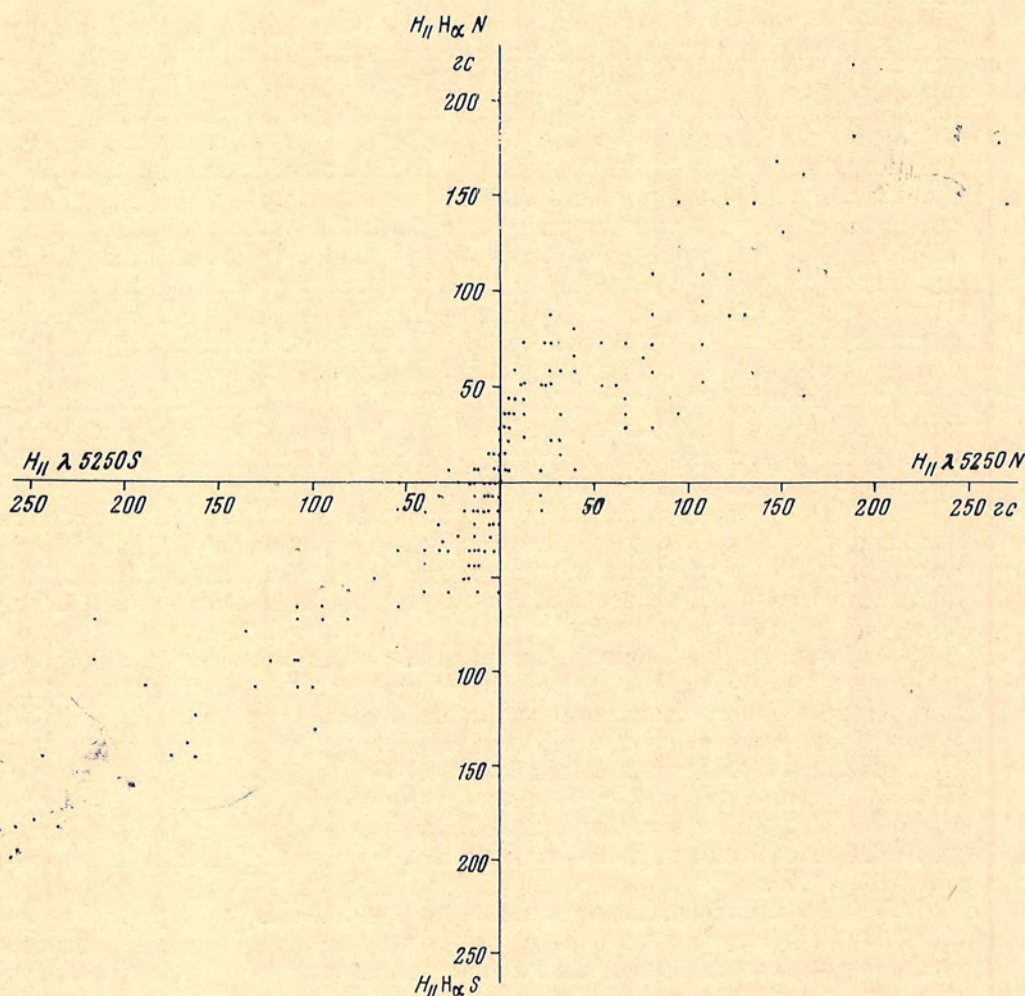
Здесь мы изучаем связь между фотосферными и хромосферными магнитными полями в активных областях. Материал был получен на двойном магнитографе обсерватории [7], достоинством которого является возможность одновременной записи в любых двух линиях магнитных полей, яркости и лучевых скоростей.

Магнитные поля в хромосфере записывались по линии H_α , а в фотосфере — по линии $\lambda 5250$. Иногда делались записи и в других линиях. Гелиометрическое разрешение для большинства записей составляло $3",4 \times 8",6$. Расстояния от центра линии до середины щелей фотометров для линии H_α равнялись 0,37 Å и для линии $\lambda 5250$ — 0,065 Å. Калибровка магнитных полей делалась с помощью измерения сигналов лучевых скоростей на восточном и западном краях Солнца. Наблюдения в основном были проведены в 1965 г. и частично в 1966—1968 гг. Некоторые из этих записей использовались в [7].

Материал наблюдений изучался двумя способами. Во-первых, строились карты изогauss и изофот, и, во-вторых, детально просматривались оригинальные записи магнитных полей, сделанных одновременно на двух уровнях, а также яркостей.

Сопоставление карт изогauss продольных магнитных полей, записанных по H_α и $\lambda 5250$, показало, что распределение магнитного поля в хромосфере хорошо повторяет распределение магнитного поля в фотосфере, за исключением небольшого числа случаев, когда над одним и тем же участком солнечной поверхности наблюдаются поля только в фотосфере или в хромосфере или магнитные поля с противоположными полярностями в фотосфере и хромосфере. Все это можно также заметить при непосредственном просмотре оригинальных записей. Таким образом, наши результаты хорошо подтверждают данные, приведенные в [7]. Для более подробного изучения связи между продольными магнитными полями, записанными в линиях $\lambda 5250$ и H_α , мы строили графики зависимости между величинами полей в этих линиях с учетом знака поля. Для построения этих графиков использовались все разрезы, сделанные для активной области, в которой определялись величины напряженности магнитного поля в точках через интервалы $6",5$.

Примеры таких графиков приведены на фиг. 1—3. Рассмотрение их также показывает, что между магнитными полями в фотосфере и хромосфере имеется очень тесная связь. В большинстве случаев в тех местах, где магнитное поле возрастает на одном уровне, оно возрастает и на другом. Правда, соотношение между изменением амплитуд магнитного поля в фотосфере и хромосфере, как видно из графиков, меняется от места к месту в активной области. Это указывает на то, что магнитное поле из фотосферы

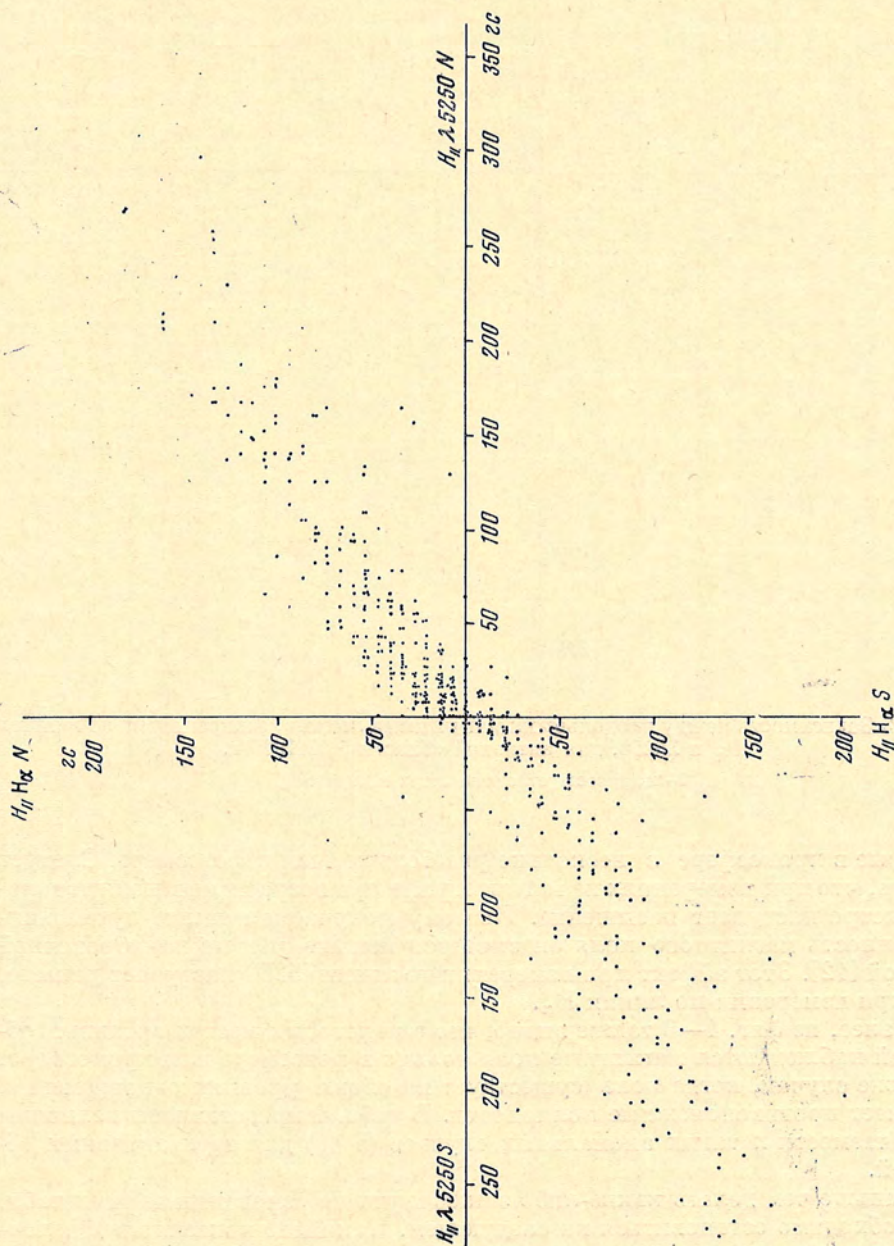


Фиг. 1. Зависимость между продольными магнитными полями, записанными по линиям H_{α} и $\lambda 5250$, для активной области 6.IX 1965 г.

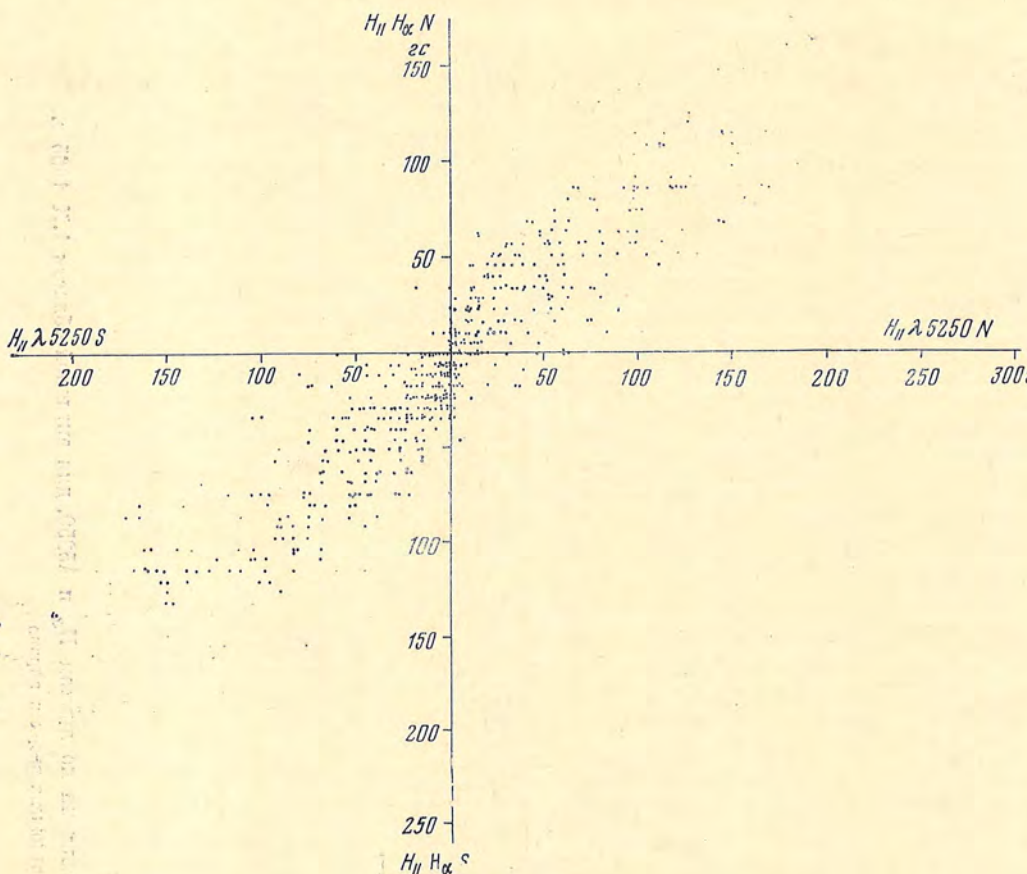
N -полярность отложена вверх и вправо

в хромосферу в разных точках активной области проникает неодинаково. Из приведенных графиков также видно, что в большинстве случаев в активных областях напряженность магнитного поля в фотосфере больше, чем в хромосфере, хотя в ряде случаев наблюдается обратная картина. Более того, оказалось, что некоторые записи вообще показывают большую величину напряженности магнитного поля в хромосфере, чем в фотосфере, по всей активной области. Однако нам представляется, что во всех подобных случаях мы имеем дело просто с ошибками в наблюдениях.

Действительно, как упоминалось выше, калибровка продольных магнитных полей велась по записям сигналов лучевых скоростей на западном и восточном краях Солнца. С другой стороны, многочисленные записи сигналов калибровки по многим линиям [11] показали, что если величина калибровки линии $\lambda 5250$ меняется ото дня ко дню и от записи к записи не более чем на 3%, то по таким линиям, как K_z , H_{α} , H_{β} , она может меняться в два раза и более. Такое сильное изменение величины калибровки по сильным линиям легко объясняется тем, что калибровочные сигналы в этих линиях сильно искажены влиянием локальных лучевых скоростей,



Фиг. 2. Зависимость между продольными полями, записанными по линиям H_{α} и H_{ϵ} , для активной области 1.X 1965 г.
N-полярность отложена вверх и вправо



Фиг. 3. Зависимость между продольными магнитными полями, записанными по линиям H_α и $\lambda 5250$, для активной области 5.X 1965 г.

N-полярность отложена вверх и вправо

которые в хромосфере в несколько раз больше, чем в фотосфере. Следует учесть, что при измерениях на магнитографе при возрастании поля довольно быстро наступает насыщение. Поэтому получаемая таким путем напряженность магнитного поля оказывается меньше, чем по калибровочной кривой [12]. Этот эффект при измерении по линии $\lambda 5250$ наступает раньше, чем при измерении по линии H_α .

Далее, из фиг. 1—3 также видно, что в некоторых местах активных областей наблюдаются магнитные поля только в фотосфере или хромосфере, а также случаи, когда поле существует на обоих уровнях одновременно, но имеет противоположные полярности. В табл. 1 представлены величины встречаемости n таких аномальных случаев (в %) для трех активных областей.

Раньше чем делать какие-либо заключения на основании данных табл. 1, необходимо остановиться на следующем. Как было показано в [3], холмы хромосферных магнитных полей смещены по отношению к соответствующим холмам фотосферных полей в среднем на $3''$, 3 к E -краю. В то же время большинство приведенных в табл. 1 случаев приходится на места активных областей, где расположена нулевая линия продольного магнитного поля. Поэтому, как справедливо указано в [7], многие из упомянутых случаев являются всего лишь результатом смещения друг относительно друга магнитных полей на разных уровнях.

Таблица 1

Дата, 1965 г.	Номер группы	n, %	Дата, 1965 г.	Номер группы	n, %
2.IX	111	25	30.IX	118	9
5.IX	112	13	1.X	118	8
6.IX	112	15	2.X	118	8
10.IX	112	13	4.X	118	10
11.IX	112	23	5.X	118	11
28.IX	118	10			

Таким образом, с учетом сказанного данные табл. 1 также указывают на тесную связь между распределением магнитных полей в хромосфере и фотосфере. Укажем также, что случаи, когда магнитное поле регистрируется только на уровне образования линии $\lambda 5250$, встречаются в два раза чаще, чем случаи, когда имеются поля только на уровне хромосферы. Что касается полей с разными знаками над одним и тем же местом активной области, то они встречаются еще реже.

Вывод о тесной связи хромосферных и фотосферных магнитных полей подтверждается также вычислениями коэффициентов корреляции r между продольными полями в линиях $\lambda 5250$ и H_{α} , которые приведены в табл. 2. Вычисления велись по обычной формуле

$$r = \frac{\sum (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum (x_i - \bar{x})^2 \sum (y_i - \bar{y})^2}},$$

где

$$\bar{x} = \sum x_i / N \text{ и } \bar{y} = \sum y_i / N.$$

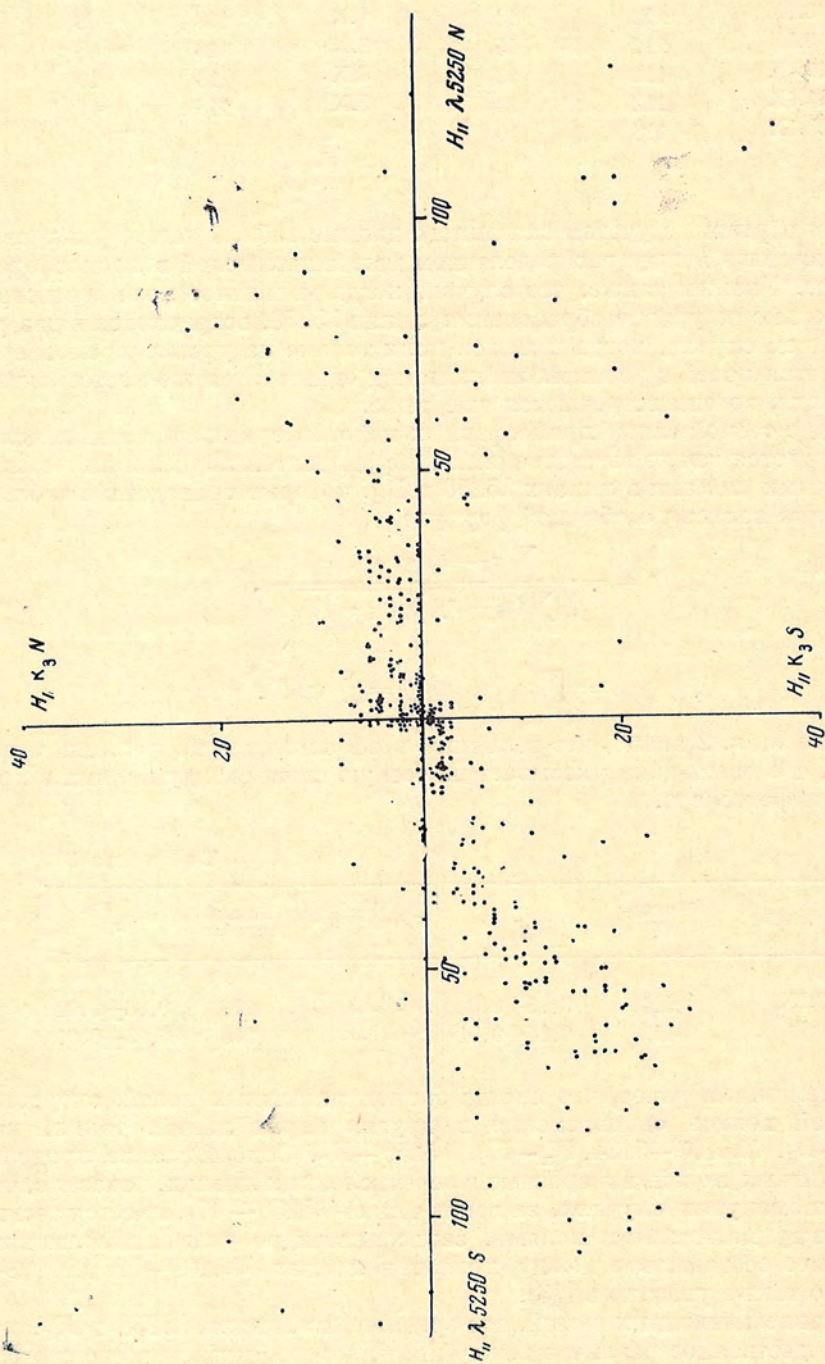
Из данных табл. 2 видно, что величины коэффициентов корреляции очень большие, что опять-таки указывает на тесную связь между полями в хромосфере и фотосфере.

Таблица 2

Дата, 1965 г.	Номер группы	r	Дата, 1965 г.	Номер группы	r
2.IX	111	$0,85 \pm 0,02$	28.IX	118	$0,86 \pm 0,02$
10.IX	112	$0,94 \pm 0,01$	1.X	118	$0,93 \pm 0,01$

Мы упоминали ранее, что иногда записи магнитных полей, скоростей и яркостей велись одновременно в других парах линий, таких, как $\lambda\lambda 6103-D_1$, $\lambda\lambda 6103-5184$, $H_{\alpha}-H_{\gamma}$, $\lambda 5250-K_3$. Сопоставление продольных магнитных полей, измеренных в перечисленных линиях, показало, что во всех упомянутых случаях, за исключением $\lambda 5250-K_3$, имеется тесная связь между магнитными полями, записанными по указанным линиям. На хорошее соответствие между полями в линиях $\lambda\lambda 6103-5250$, $6103-4808$ было также указано в [13].

Сравнение магнитных полей, измеренных по линиям $\lambda 5250$ и K_3 , показало существенное различие между ними, которое прежде всего состоит в том, что над одними и теми же местами активной области часто наблюдаются сильные магнитные поля противоположных полярностей. Для иллюстрации сказанного на фиг. 4 приведен пример зависимости между магнит-



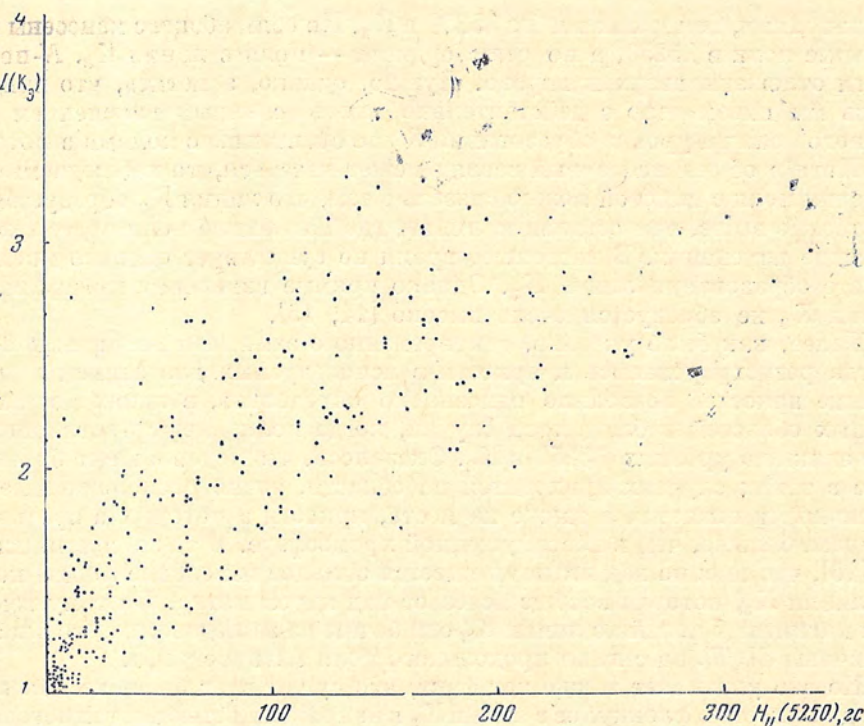
Фиг. 4. Зависимость между продольными магнитными полями, записанными по линиям $\lambda 5250$ и K_3 (единицы произвольные)

ными полями, измеренными по $\lambda 5250$ и K_3 . По осям абсцисс нанесены продольные поля в $\lambda 5250$, а по осям ординат — поля в линии K_3 . N -полярности отложены вверх и вправо. Нужно, однако, заметить, что вряд ли здесь мы имеем дело с действительно столь сильным изменением магнитного поля на уровне образования K_3 по сравнению с полями в фотосфере. Хотя в общем на первый взгляд может казаться, что наблюдаемые изменения поля с высотой можно связать с тем, что линия K_3 образуется существенно выше, чем остальные линии, где магнитные поля претерпевают большие изменения. В настоящее время не существует единого мнения о высоте образования линии K_3 . Однако прямые измерения показали, что линия K_3 не образуется очень высоко [14, 15].

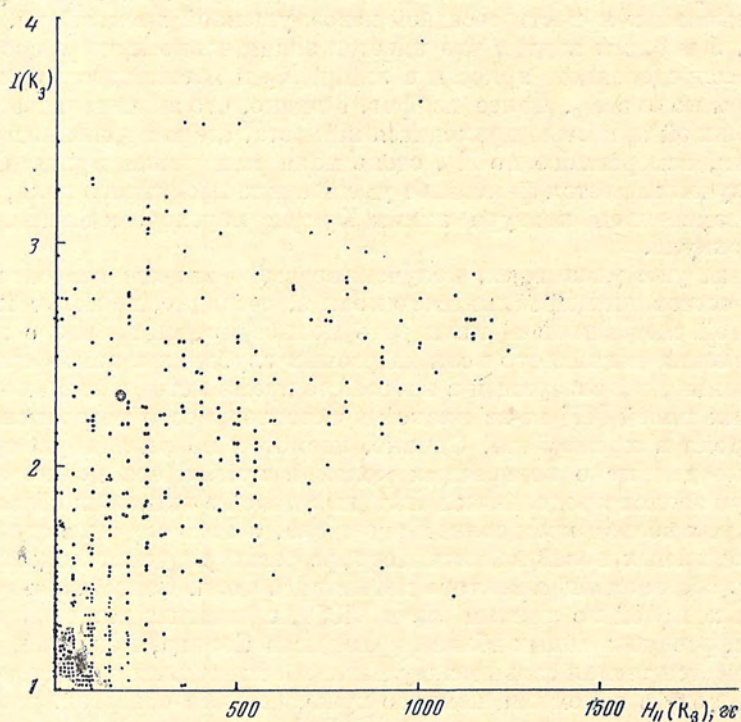
Далее, как было указано, одновременно с записями магнитных полей всегда регистрировались и яркости в используемых для записи линиях. Знание яркостей позволило однозначно определить, в каких местах активных областей наблюдаются случаи, когда поля имеют противоположные знаки на уровнях $\lambda 5250$ и K_3 . Оказалось, что подавляющее большинство в таких случаях приходится на области, точно расположенные над солнечными пятнами, а также на места, яркости в которых в среднем в 3,3 раза больше, чем в невозмущенной хромосфере. В то же время известно [16], что именно над пятнами имеется сильное изменение формы контура линии K_3 , которая вообще исчезает над ядром пятна. Поэтому измерения магнитных полей по линии K_3 ошибочны из-за подавляющего влияния величины $dI_\lambda/d\lambda$ на сигнал продольного поля магнитографа.

На это указывает также тот факт, что существует более тесная связь между яркостью флоккулов в линии K_3 и напряженностью магнитного поля, измеренного по линии $\lambda 5250$, чем по линии K_3 . На фиг. 5 и 6 даны примеры зависимостей яркости K_3 от продольных магнитных полей в $\lambda 5250$ и K_3 вне полутени пятен. Калибровка магнитных полей сделана по записям сигналов лучевых скоростей от края Солнца. Яркость во флоккуле выражена в единицах яркости соседней невозмущенной хромосферы. Сравнивая фиг. 5 и 6, мы видим, что имеется значительно лучшее соответствие между распределением яркости в линии K_3 и магнитного поля в линии $\lambda 5250$, чем поля в K_3 . Далее из фиг. 6 видно, что значительное число точек с большой яркостью приходится на места, где напряженность магнитного поля, измеренного по K_3 , очень мала или равна нулю. Очевидно, в этих случаях имеется фиктивное уменьшение магнитного поля, обусловленное изменением контура линии K_3 при переходе к более ярким частям флоккула.

Как мы уже указывали, полученные выше выводы относятся к продольной составляющей магнитного поля и, очевидно, не могут без знания поперечной составляющей поля дать полное представление о характере распределения магнитного поля на разных глубинах в атмосфере Солнца. К сожалению, используемый в настоящее время метод записи поперечных магнитных полей [17] из-за низкой чувствительности не позволяет записывать поля в хромосфере. Однако, несмотря на указанную трудность, некоторые данные о поперечных полях в хромосфере можно получить, используя записи продольных магнитных полей в активных областях, расположенных вблизи края солнечного диска. В этом случае в схеме для записи продольных полей на магнитографе регистрируется существенно поперечная составляющая вектора магнитного поля. Сопоставление записей магнитных полей по линиям H_α и $\lambda 5250$, сделанных для ряда активных областей, расположенных вблизи края диска Солнца, показало, что здесь также имеется тесная связь между магнитными полями в фотосфере и хромосфере, хотя в целом она немного хуже, чем для областей, расположенных вблизи центрального меридиана. Последнее также видно из табл. 2, в которой приведены значения коэффициентов корреляции для группы 118, когда она была у края диска 28.IX 1965 г. и вблизи центра 1.X 1965 г.



Фиг. 5. Зависимость яркости флоккулов, расположенных вне полутени пятен, от величины напряженности продольного магнитного поля, измеренного по линии $\lambda 5250$, для активной области 27.IX 1966 г.



Фиг. 6. Зависимость яркости флоккулов, расположенных вне полутени пятен, от величины напряженности продольного магнитного поля, измеренного по линии K_3 , для активной области 27.IX 1966 г.

Как видно из данных табл. 2, оба коэффициента довольно близки, хотя для края диска корреляция несколько хуже. Все это хорошо согласуется с результатами [18], где было показано, что в ряде мест активной области наблюдается сильное вращение вектора магнитного поля с глубиной.

Вместе с тем, несмотря на некоторые различия между фотосферными и хромосферными магнитными полями, о которых было сказано выше, необходимо заметить, что в общем структура магнитных полей на разных уровнях довольно близка.

В заключение автор выражает глубокую признательность академику А. Б. Северному за ценные указания.

Ноябрь 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 22, 12.
2. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, 291.
3. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1965, 42, 217.
4. Б. А. Иошпа, М. А. Могилевский. Результаты исследований по программе Международного геофизического года. Солнечная активность, 1965, 2, 118.
5. Г. Ф. Вьяльшин, В. А. Крат. Изв. ГАО, 1965, 178, 26.
6. И. А. Жулин. Солнечные данные, 1965, № 11.
7. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1966, 43, 465.
8. Д. А. Кузнецов, В. Е. Степанов. Результаты наблюдений и исследований в период МГСС, 1967, 4, 67.
9. В. Е. Степанов. Доклад на Летней школе в г. Душанбе, 1968 (в печати).
10. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1967, 44, 481.
11. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Наст. том, стр. 15.
12. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 36, 22.
13. A. B. Severny. Proceedings IAU Symp. N 35. Budapest, 1967.
14. Е. Я. Перепелкин. Цирк. Пулковской obs., 1933, 9, 12.
15. В. А. Крат. Изв. ГАО, 1965, 178, 19.
16. Э. Р. Мустель, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, 301.
17. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 166.
18. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 126.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ
И БЕССИЛОВЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ. I

С. И. Гопасюк

Изучается влияние пространственной неоднородности проводимости на структуру бессилового магнитного поля. На основании уравнений Максвелла и обобщенного закона Ома показано, что при неоднородной проводимости структура магнитного поля не является полностью бессиловой. Магнитное поле может быть чисто бессильным только при постоянной проводимости. Для случая постоянной проводимости получено общее решение уравнения для бессилового магнитного поля с азимутальной симметрией, а также найдены оба интеграла силовых линий магнитного поля. Из решения следует, что напряженность магнитного поля убывает с высотой по экспоненте.

NON-UNIFORM CONDUCTIVITY AND FORCE-FREE MAGNETIC FIELDS. I, by S. I. Gopasyuk.— The influence of non-uniform conductivity on the structure of a force-free magnetic field is examined. Using Maxwell's equations and Ohm's law it is shown that the magnetic field can not be force-free if conductivity is non-uniform. There exists force-free configuration in the case of uniform conductivity. Assuming axial symmetry the general solution of the equation describing a force-free magnetic field is given. Both integrals for the equations of the lines of force have been found. This solution shows that the magnetic field decreases exponentially with height.

Часто космические магнитные поля рассматриваются как бессильные. Для бессильных магнитных полей характерно равенство нулю силы Лоренца. В общем случае это возможно, когда ток течет вдоль магнитного поля. Условие параллельности плотности тока магнитному полю $\mathbf{H}$ записывается в виде

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = f\mathbf{H}, \quad (1)$$

где f — скалярная функция координат, удовлетворяющая условию

$$(\mathbf{H} \nabla f) = 0. \quad (2)$$

Как частные, так и общие решения уравнения (1) были получены только при $f = \text{const}$ [1—3]. Решения уравнения (1) позволяют устанавливать возможные конфигурации бессилового магнитного поля. Но отсюда нельзя выяснить, как влияет на структуру магнитного поля неоднородность температуры и плотности плазмы.

Практически во всех космических объектах мы имеем плазму именно с неоднородной плотностью и температурой T , а следовательно, и неоднородной проводимостью, так как последняя пропорциональна $T^{3/2}$.

Здесь мы изучаем влияние неоднородности проводимости на структуру магнитного поля. Мы исходим из уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (5)$$

к которым необходимо присоединить закон Ома. Следуя [4], выражение для обобщенного закона Ома запишем в виде

$$\mathbf{j} = \sigma_{\parallel} \mathbf{h} (\mathbf{h} \cdot \mathbf{E}') + \frac{\sigma_{\perp}}{1 + \omega_e^2 \tau_e^2} \{ [\mathbf{h} \times [\mathbf{E}' \times \mathbf{h}]] + \omega_e \tau_e [\mathbf{h} \times \mathbf{E}'] \}, \quad (6)$$

где напряженность электрического поля

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}] + \frac{1}{en_e} \{ \nabla p_e + 0,71 n_e \mathbf{h} (\mathbf{h} \nabla T_e) + \frac{3}{2} \frac{n_e}{\omega_e \tau_e} [\mathbf{h} \times \nabla T_e] \}, \quad (7)$$

проводимость плазмы

$$\sigma_{\parallel} = \frac{1,8 \cdot 10^{13}}{(\lambda/10) Z} T_e^{3/2} = \sigma_1 T_e^{3/2}, \quad \sigma_{\perp} = 0,51 \sigma_{\parallel} \quad (7a)$$

и $\mathbf{h} = \mathbf{H}/H$ — единичный вектор в направлении магнитного поля. В (7a) температура электронного газа T_e выражена в электронвольтах.

Из (6) следует, что ток параллелен магнитному полю, если

$$[\mathbf{E}' \times \mathbf{h}] = 0, \quad (8)$$

что эквивалентно условию (1).

Для плазмы, находящейся в статическом равновесии, уравнение Эйлера указывает на то, что давление плазмы $\nabla p \parallel [\mathbf{j} \times \mathbf{H}]$. Сделав естественное допущение о том, что градиенты давлений электронной и ионной компонент ∇p_e и ∇p_i параллельны друг другу, из (7) на основании условия (8) имеем

$$\mathbf{E}'_{\perp} = \mathbf{E}_{\perp} + \frac{1}{en_e} \left\{ \frac{3}{2} \frac{n_e}{\omega_e \tau_e} [\mathbf{h} \times \nabla T_e] - \nabla p_i \right\} = 0. \quad (9)$$

Составляющая $\mathbf{E}'_{\perp}$ напряженности электрического поля не должна создавать тока, в противном случае условие (8) не будет выполнено. В плазме с однородной и изотропной проводимостью она обеспечивает сохранение квазинейтральности плазмы, не давая ионам оторваться от электронов [5]. С учетом (8) и (9) окончательно перепишем закон Ома для нашего случая:

$$\mathbf{j} = \sigma_{\parallel} \left\{ \mathbf{E} + 0,71 \frac{1}{e} \mathbf{h} (\mathbf{h} \nabla T_e) \right\}. \quad (10)$$

На основании уравнений Максвелла (3), (4) и закона Ома (10) получаем

$$\text{rot} \left\{ \frac{1}{\psi} \text{rot} \mathbf{H} \right\} - A_0 \text{rot} \{ \nabla \psi^{2/3} - [\mathbf{h} \times [\nabla \psi^{2/3} \times \mathbf{h}]] \} = - \frac{4\pi}{c^2} \sigma_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (11)$$

где

$$\psi = \left(\frac{T_e}{T_0} \right)^{3/2} \text{ и } A_0 = 0,71 \frac{4\pi}{ec} \sigma_0 T_0 = \text{const}. \quad (12)$$

Заметим, что ψ — функция координат, принимающая значение $\psi = 1,0$ при $T_e = T_0$, а $\sigma_{\parallel} = \sigma_0$ при $T_e = T_0$. Легко видеть, что уравнение (11) допускает разделение переменных в двух крайних случаях. Рассмотрим их.

Случай I. Градиент температуры параллелен магнитному полю.

Условие параллельности градиента температуры магнитному полю есть

$$[\nabla \psi^{2/3} \times \mathbf{h}] = 0. \quad (13)$$

Тогда с учетом условия (13) и (1) уравнение (11) принимает вид

$$\frac{1}{\psi} \text{rot} \text{rot} \mathbf{H} = - \frac{4\pi}{c^2} \sigma_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}. \quad (14)$$

Из (14) находим, что магнитное поле изменяется со временем по закону

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{-\frac{c^2}{4\pi\sigma} a^2 \psi t}, \quad (15)$$

т. е. так, как если бы проводимость была постоянной. Это обстоятельство указывает на то, что при затухании структура магнитного поля не изменяется со временем и описывается уравнением

$$\text{rot rot } \mathbf{H} = a^2 \psi \mathbf{H}, \quad (16)$$

где постоянная $a = \text{const}$ связана с разделением переменных в уравнении (14). Уравнение (16), вообще говоря, имеет бесчисленное множество решений. Из этого множества необходимо выбрать те, которые удовлетворяют условиям (1) и (13). Допустим, что решение уравнения (16), удовлетворяющее условиям (1) и (13) с переменным ψ , существует. На основании (1) и (13) уравнение (16) сводится к виду

$$[\nabla f \times \mathbf{H}] = (a^2 \psi - f^2) \mathbf{H}. \quad (17)$$

При этом функция f удовлетворяет условию (2). Выражение (17) показывает, что сумма двух взаимно ортогональных векторов равна нулю. Очевидно, это возможно, когда каждый из них равен нулю. Отсюда следует, что $f = \text{const}$, а следовательно, и $\psi = \text{const}$. Это можно показать и непосредственно. Сначала умножим (17) векторно на $\mathbf{H}$, с использованием (2) получим

$$H^2 \nabla f = 0. \quad (18)$$

Так как $H^2 \neq 0$, то должно быть $\nabla f = 0$ или $f = \text{const}$. Затем умножая (17) скалярно на $\mathbf{H}$, имеем

$$(a^2 \psi - f^2) H^2 = 0. \quad (19)$$

Отсюда с учетом (18) находим, что $\psi = \text{const}$.

Случай II. Градиент температуры перпендикулярен магнитному полю.

Условием перпендикулярности градиента температуры магнитному полю является

$$(\mathbf{h} \cdot \nabla \psi^{1/2}) = 0. \quad (20)$$

На основании уравнения (11) можно показать, что и здесь магнитное поле меняется со временем по закону (15), а структура магнитного поля описывается уравнением

$$\text{rot} \left\{ \frac{1}{\psi} \text{rot } \mathbf{H} \right\} = a^2 \mathbf{H}. \quad (21)$$

Как и в случае I, решение уравнения (21) должно удовлетворять условиям (1) и (20). Используя их, уравнение (21) сводим к виду

$$\left[\nabla \frac{f^2}{\psi} \times \mathbf{H} \right] = \left(a^2 - \frac{f^2}{\psi} \right) \mathbf{H}. \quad (22)$$

Аналогично предыдущему из (22) видно, что решение уравнения (21), удовлетворяющее условиям (1) и (20), существует только при $\psi = \text{const}$.

Таким образом, мы приходим к заключению, что решений уравнений (16) и (21), удовлетворяющих условиям (1), (13) и соответственно (20), при переменном ψ не существует, т. е. поле не является полностью бессильным. Это, в свою очередь, влечет за собой то, что равенство (9) не имеет места. Отличная от нуля поперечная составляющая электрического поля в магнитном поле создает дрейф плазмы. Скорость дрейфа плазмы устанавливается такой, чтобы поперечная составляющая электрического поля

равнялась нулю. Это, вероятно, справедливо и в общем случае, т. е. при произвольном по отношению к магнитному полю направлении градиента температуры.

Теперь сравним полученные нами уравнения (16) и (21), описывающие структуру магнитного поля, с тем, которое следует из (1) для бессилового магнитного поля. Для этого сначала введем обозначения

$$f_0 = \alpha \psi^{1/2} \quad (23)$$

и перепишем уравнение (21) в развернутом виде:

$$\text{rot rot } \mathbf{H} - \frac{2}{f_0} \nabla f_0 \times \text{rot } \mathbf{H} = f_0^2 \mathbf{H}. \quad (24)$$

Уравнение (1) для бессилового магнитного поля можно записать так:

$$\text{rot rot } \mathbf{H} - \frac{1}{f} \nabla f \times \text{rot } \mathbf{H} = f^2 \mathbf{H}. \quad (25)$$

Сравнение уравнений (16), (24) и (25) позволяет сделать следующие заключения: 1) если градиент температуры (проводимости) параллелен магнитному полю, то вид уравнения, описывающего структуру магнитного поля (см. (16)), ближе к тому, которое описывает бессиловое поле при постоянном f ; 2) если градиент температуры (проводимости) перпендикулярен магнитному полю, то мы имеем уравнение (24), практически такое же, как и для бессилового магнитного поля при переменном f (25). Более того, функция координат f , входящая в уравнение (1), и f_0 (см. (23)) удовлетворяют одному и тому же условию (20) или (1). Поэтому, проводя дальнейшую аналогию, можно сказать, что уравнения (24) и (25) описывают магнитные поля, весьма близкие по своей структуре. Другими словами, структура магнитного поля при переменной проводимости и всех других равных условиях наиболее близка к бессиловой, которая следует из (1) при переменном f , если градиент проводимости перпендикулярен магнитному полю. А в общем случае чем больше градиент температуры, тем сильнее структура магнитного поля отличается от бессиловой. При постоянной температуре, т. е. при $\psi = 1,0$, уравнения (16), (24) и (25) совпадают:

$$\text{rot rot } \mathbf{H} = a^2 \mathbf{H}. \quad (26)$$

Отметим также, что различие вида уравнений (16), (24) и (25) может быть до некоторой степени обусловлено тем, что (16) и (24) получены с учетом диссипации магнитного поля при неоднородной проводимости, чего не учитывает (25).

Рассмотрим теперь азимутальную симметрию при $\psi = 1,0$.

Напряженность магнитного поля, ни одна из компонент которого не зависит от азимута, может быть всегда представлена как сумма тороидального и полоидального поля и в цилиндрических координатах имеет вид [2]

$$\mathbf{H} = \rho S \mathbf{i}_\varphi + \text{rot} (\rho P \mathbf{i}_\varphi), \quad (27)$$

где S и P — пока что произвольные скалярные функции координат ρ и z . Напряженность магнитного поля, представленная (27), удовлетворяет условию $\text{div } \mathbf{H} = 0$, так как $\partial/\partial\varphi = 0$.

Подставляя (27) в (26) и переходя к независимым переменным $x = \rho^2$ и z , мы получаем два тождественных уравнения для определения функций:

$$Q = xP \quad \text{и} \quad R = xS, \quad (27a)$$

$$4x \frac{\partial^2}{\partial x^2} \begin{Bmatrix} Q \\ R \end{Bmatrix} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \begin{Bmatrix} Q \\ R \end{Bmatrix} = -a^2 \begin{Bmatrix} Q \\ R \end{Bmatrix}. \quad (28)$$

Функции Q и R должны удовлетворять условию (1), которое с использованием (28) дает связь между R и Q :

$$R = aQ. \quad (29)$$

Каждое из уравнений (28) в цилиндрических координатах имеет такой же вид, как и в [2]. Но в [2] данное уравнение было преобразовано к сферическим координатам и общее решение получено через функции Гегенбауэра. Однако если вести рассмотрение в переменных x и z , то общее решение уравнения (28) можно выразить через более элементарные функции.

В переменных x и z уравнение (28) допускает разделение переменных и распадается на два:

$$4x \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + (a^2 + b^2) U = 0, \quad (30a)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - b^2 V = 0, \quad (30б)$$

где $aQ = R = U(x)V(z)$ и b — постоянная, связанная с разделением переменных в уравнении (28). Общие решения уравнений (30) выражаются через функции Бесселя $J_1(b_1 x^{1/2})$ и $Y_1(b_1 x^{1/2})$ и функции Макдональда половинного индекса $I_{1/2}(bz)$ и $K_{1/2}(bz)$:

$$U = C_0 x^{1/2} J_1(b_1 x^{1/2}) + C_1 x^{1/2} Y_1(b_1 x^{1/2}), \quad (31a)$$

$$V = C_2 z^{1/2} I_{1/2}(bz) + C_3 z^{1/2} K_{1/2}(bz),$$

$$b_1^2 = a^2 + b^2.$$

Тогда функция ρP в переменных ρ , z есть

$$\rho P = \frac{1}{\rho} [C_0 \rho J_1(b_1 \rho) + C_1 \rho Y_1(b_1 \rho)] [C_2 z^{1/2} I_{1/2}(bz) + C_3 z^{1/2} K_{1/2}(bz)]. \quad (32)$$

Чтобы напряженность магнитного поля H была конечной и ограниченной при $z \rightarrow 0$ и $\rho \rightarrow 0$, а также при $z \rightarrow \infty$ и $\rho \rightarrow \infty$, необходимо, чтобы в (32) $C_1 = 0$ и $C_3 = 0$. Окончательно мы имеем общее решение

$$\rho P = B_0 e^{-bz} J_1(b_1 \rho), \quad (33)$$

так как

$$K_{1/2}(bz) = \left(\frac{\pi}{2bz} \right)^{1/2} e^{-bz}, \quad B_0 = C_0 C_2 \left(\frac{\pi}{2b} \right)^{1/2},$$

и напряженность магнитного поля на основании (27) и (29) есть

$$H = B_0 e^{-bz} \left\{ b J_1(b_1 \rho) \mathbf{i}_\rho + a J_1(b_1 \rho) \mathbf{i}_\varphi + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} [\rho J_1(b_1 \rho)] \mathbf{i}_z \right\}. \quad (34)$$

Выражение (34) показывает, что напряженность магнитного поля убывает с высотой z весьма быстро — по экспоненте.

Наконец, запишем уравнения для векторных линий магнитного поля в цилиндрических координатах

$$\frac{d\rho}{H_\rho} = \frac{\rho d\varphi}{H_\varphi} = \frac{dz}{H_z}. \quad (35)$$

Они имеют два независимых интеграла, которые легко находятся простым интегрированием:

$$\rho e^{-\frac{b}{a}\varphi} = C_4, \quad (36)$$

$$b_1 \rho J_1(b_1 \rho) e^{-bz} = C_5, \quad (37)$$

тогда как в [2] получен только один из них.

В заключение приношу свою признательность академику А. Б. Северному за обсуждение работы.

Март 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. S. Lundquist. Ark. Fysik, 1950, 2, 361.
2. S. Chandrasekhar. Proc. National Acad. Sci., 1956, 42, N 1,1.
3. S. Chandrasekhar, P. C. Kendall. Astrophys. J., 1957, 126, N 2, 457.
4. Вопросы теории плазмы, вып. 1. М., Госатомиздат, 1963.
5. Л. А. Арцимович. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1961.

О ГРАДИЕНТЕ ДАВЛЕНИЯ И ПРОЗРАЧНОСТИ В ПЯТНЕ

Э. А. Барановский

Получены контуры линий D_2 Na I и $\lambda 5173$ Mg I для пяти пятен. По крыльям этих линий определены величина и градиент газового давления, по эквивалентным ширинам слабых линий — температура и электронное давление. Вычислялась также прозрачность пятен, и исследовалось влияние дополнительного поглощения в непрерывном спектре на прозрачность.

Полученный нами градиент газового давления оказался выше, чем градиент в моделях Мишара и Маттига. Прозрачность, вычисленная для модели без дополнительного поглощения, оказалась несколько ниже прозрачности в модели Мишара. Модель получается более прозрачной, если мы полагаем, что коэффициент непрерывного поглощения больше коэффициента поглощения отрицательных ионов водорода.

ON THE GAS PRESSURE GRADIENT AND TRANSPARENCY OF SUNSPOTS, by E. A. Baranovsky. — The profiles of the lines D_2 Na I and $\lambda 5173$ Mg I were obtained for 5 spots. The wings of these lines were used for the derivation of the magnitude and the gradient of the gas pressure. The temperature and electron pressure, necessary for such a derivation, were obtained by measuring the equivalent widths of a number of weak lines. The transparency of spots was calculated and the influence of the additional absorption in the continuum on transparency was investigated.

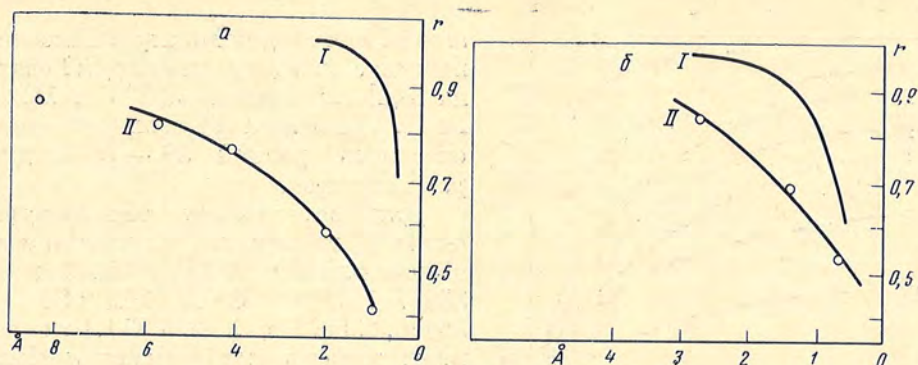
The gradient of gas pressure was found to be larger than that in Michard's and Matig's sunspot models. The transparency of the spots calculated with the derived values of T , p_e and P_g is a little lower compared to that of Michard's model if no additional absorption is assumed. The calculated model becomes more transparent if we suppose continuous absorption to be larger than that due to the negative hydrogen ions.

До настоящего времени вопрос о прозрачности и градиенте газового давления в пятне не решен. Данные разных авторов о прозрачности пятен сильно различаются между собой. Эмпирических определений градиента газового давления вообще не существует. Нами делается попытка определить градиент газового давления по контурам сильных металлических линий.

Воспользуемся следующими рассуждениями. В крыльях сильных линий величина $\eta_v = \sigma_v/k_v$, определяющая в основном контур линии, может быть представлена в виде

$$\eta_v(\tau) = f(T, p_e) \gamma_c. \quad (1)$$

Здесь σ_v и k_v — коэффициент поглощения соответственно в линии и непрерывном спектре, T и p_e — температура и электронное давление, γ_c — постоянная затухания, которая равна $\gamma_c = C_n \Theta^{0.7} P_g$, $\Theta = 5040/T$, P_g — газовое давление, τ — оптическая глубина. В [1] нами показано, что $\eta_v(\tau)$ может быть получена по наблюдаемым контурам крыльев линий. Если нам известна $\eta_v(\tau)$, то из (1) можно определить $\gamma_c(\tau)$ — для этого нужно еще знать величины $T(\tau)$ и $p_e(\tau)$. Эти последние можно определить по эквивалентным ширинам слабых линий.



Фиг. 1. Контуры линий D_2 Na I и $\lambda 5173$ Mg I

a — D_2 Na I; кривая I — наблюдаемый контур для фотосферы, кривая II — наблюдаемый контур для пятна, кружки — теоретический контур с $\lg \eta_v = C + 0,8 \lg \tau$; b — $\lambda 5173$ Mg I; кривая I — наблюдаемый контур для фотосферы, кривая II — наблюдаемый контур для пятна, кружки — теоретический контур с $\lg \eta_v = C + 1, \lg \tau$

Дальше рассчитывается прозрачность пятна по формуле

$$\kappa = \frac{P_g k_H - p_e}{1,2kT}, \quad (2)$$

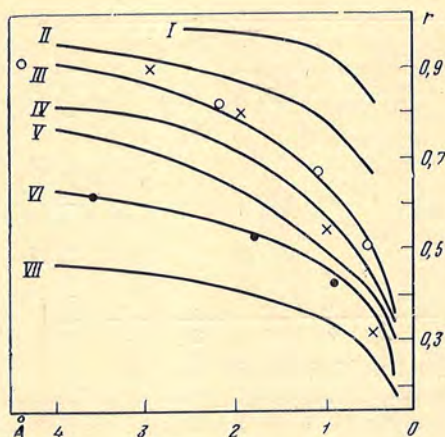
где $\kappa = d\tau/ds$ — объемный коэффициент поглощения, k_H — коэффициент поглощения отрицательных ионов водорода, и рассматривается влияние дополнительного поглощения в непрерывном спектре на прозрачность пятна.

1. Наблюдения

Для обработки были взяты спектрограммы пяти пятен, которые получены на эшелюном спектрографе горизонтального солнечного телескопа [2]. Дисперсия составляет $0,54 \text{ \AA/мм}$ в красной области и $0,44 \text{ \AA/мм}$ в зеленой; диаметр изображения Солнца на щели 11 см . Все изученные пятна имеют примерно одинаковый размер (диаметр от 10 до $15''$), поэтому для каждой линии рассматривалось среднее (для всех пятен) значение эквивалентных

Таблица 1

Элемент	$\lambda, \text{ \AA}$	Потенциал возбуждения	W_{Π}/W_{Φ}	$\Delta\theta$	Элемент	$\lambda, \text{ \AA}$	Потенциал возбуждения	W_{Π}/W_{Φ}	p_e/p_{eM}
Na I	5148	2,10	9,10	0,45	Fe I	5470	4,43	2,57	0,95
	6154	2,10				5489	4,43		
Ca I	5260	2,51	10,5	0,38		5395	4,43	4,16	0,57
	5867	2,92	4,44	0,30		5401	4,30		
Ti I	5490	1,45	14,8	0,31		5236	4,30	4,33	1,05
	5866	1,06	15,0	0,30		6271	3,32		
	5471	1,44	35,7	0,41		5127	0,05	41,6	0,57
Sc I	6239	0,00	8,72	0,26	Ni I	5392	4,15	2,50	0,55



Фиг. 2. Контурсы линии D_1 Na I для фотосферы и пятен разной величины

Кривая I — наблюдаемый контур для фотосферы; кривые II — VII — наблюдаемые контурсы для пятен с диаметром тени от 8 до 30". кружки — теоретический контур с $\lg \eta_v = C + \lg \tau$; точки — теоретический контур с $\lg \eta_v = C + 2 \lg \tau$; крестики — теоретический контур с $\eta_v = \text{const}$.

рин линий в пятне и фотосфере. При таком способе не требуется знание сил осцилляторов.

Для определения газового давления $P_g(\tau)$ фотометрировались крылья линий $\lambda 5890$ (D_2) Na I и $\lambda 5173$ Mg I.

Результаты измерений W_{π}/W_{ϕ} и контуров крыльев линий приведены в табл. 1 и на фиг. 1; $\Delta\Theta = \Theta_{\pi} - \Theta_{\phi}$, p_{em} — электронное давление в модели Мишара.

Для изучения зависимости контуров линий от размеров пятен были получены также контурсы линий D_1 Na I для шести пятен, различных по величине (фиг. 2). Величины P_g , T и p_e для этих пятен не определялись.

2. Определение $P_g(\tau)$, $T(\tau)$, $p_e(\tau)$ и прозрачности пятна

Прежде всего найдем зависимость $\eta_v(\tau)$, при которой теоретические контурсы совпадают с наблюдаемыми. Для этого мы задаем различные законы изменения η_v с τ и каждый раз вычисляем контурсы линий. Для функции источников в непрерывном спектре берем линейное разложение $B(\tau) = B_0(1 + \beta\tau)$ с $\beta = 1,39$ (такое значение β соответствует градиенту температуры в модели невозмущенной фотосферы). Вычисление контуров производилось методом итераций [5] на вычислительной машине «Минск-1».

Оказалось, что теоретические и наблюдаемые контурсы для изученных пятен хорошо согласуются (фиг. 1 и 2) при следующем законе изменения η_v с τ :

$$\lg \eta_v(\tau) = C + n \lg \tau. \quad (3)$$

Значение n оказывается различным для пятен разной величины и различных линий. Для пятен, данные о которых помещены в табл. 1, $\eta_v(\tau)$ нужно взять с $n = 1,2$ для $\lambda 5173$ Mg I и $n = 0,8$ для D_2 Na I (см. фиг. 1).

ширин или средний контур. Рассеянный свет определялся методом Говарда [3,4] по линиям $\lambda 6238$ и $\lambda 5264$ Fe II. Величина рассеянного света оказалась равной 56 — 86 % для разных пятен.

Для определения температуры пятна T измерялись эквивалентные ширины линий $\lambda 6154$ и $\lambda 5148$ Na I, $\lambda 5867$ и $\lambda 5260$ Ca I, $\lambda 6239$ Sc I и $\lambda 5490$, $\lambda 5471$ и $\lambda 5866$ Ti I. Эти элементы имеют низкий потенциал ионизации, поэтому эквивалентные ширины линий в пятне практически не зависят от электронного давления p_e , т. е. определяются только температурой пятна (см. раздел 2).

Электронное давление p_e определялось по линиям $\lambda 5489$, $\lambda 5470$, $\lambda 5236$, $\lambda 5401$, $\lambda 5395$, $\lambda 5127$ Fe I и $\lambda 5392$ Ni I. Железо и никель имеют высокий потенциал ионизации, поэтому эквивалентные ширины линий в пятне зависят как от T , так и от p_e .

Мы измеряли величины W_{π}/W_{ϕ} , т. е. отношение эквивалентных ши-

Напишем теперь выражение для $\eta_\nu(\tau)$ через температуру и электронное давление:

$$\eta_\nu = \frac{a_s g_{0,k}}{u_0} \frac{\rho_\nu e^{-\frac{\epsilon_{0,k}}{kT}}}{k_{H-}(K + p_e)}, \quad (4)$$

$$K = \frac{u_1}{u_0} \frac{2(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} (kT)^{3/2} e^{-\frac{\chi_0}{kT}}.$$

Здесь a_s — относительное содержание элемента, $g_{0,k}$ — статистический вес уровня, u_0 и u_1 — суммы по состояниям нейтрального и ионизованного атома, ρ_ν — коэффициент поглощения на один атом, $\epsilon_{0,k}$, χ_0 — потенциалы возбуждения и ионизации, k — постоянная Больцмана, k_{H-} — коэффициент поглощения отрицательных ионов водорода, отнесенный к одному атому нейтрального водорода и к единичному электронному давлению.

В крыле линии поглощения имеем

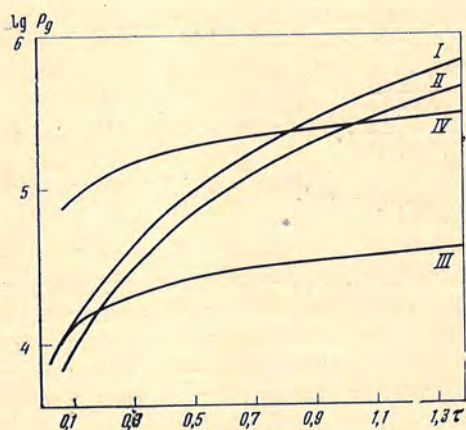
$$\eta_\nu = C_1 \frac{\gamma_c e^{-\frac{\epsilon_{0,k}}{kT}}}{u_0 k_{H-}(K + p_e)}, \quad (5)$$

где γ_c — постоянная затухания, а C_1 — некоторая постоянная, не зависящая от T и p_e .

Сравнивая (3) и (5), мы видим, что правая часть (5) должна сильно расти с τ . Такой быстрый рост нельзя объяснить ходом температуры с τ — пришлось бы допустить, что T убывает с глубиной. Таким образом, для объяснения роста η_ν с τ остаются две возможности: 1) соответствующий рост γ_c с τ и 2) предположение о дополнительном поглощении в непрерывном спектре; если вместо k_{H-} мы имеем $k = k_{H-} + k_m$, причем k сильно убывает с глубиной, то в результате η_ν будет возрастать с глубиной. Чтобы k сильно убывало с τ , должно быть $k_m \gg k_{H-}$ (иначе функция $k(\tau)$ будет иметь тот же вид, что и $k_{H-}(\tau)$, а убывания k_{H-} с τ недостаточно для объяснения роста η_ν). Дальше мы покажем, что нельзя принять $k_m \gg k_{H-}$. Но в таком случае предположение о дополнительном поглощении не может объяснить рост $\eta_\nu(\tau)$. Остается последняя возможность — рост γ_c с τ , т. е. рост газового давления P_g с τ , поскольку $\gamma_c = C_n \Theta^{0,7} P_g$.

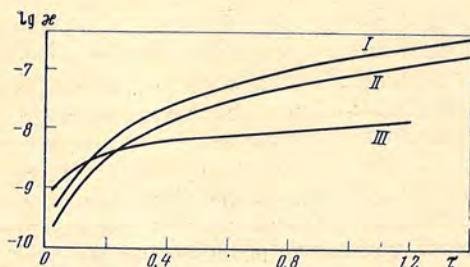
Перейдем теперь к определению $P_g(\tau)$ из (5). Функцию $\eta_\nu(\tau)$ мы уже определили по крыльям линий D_2 Na I и $\lambda 5173$ Mg I (см. фиг. 1). Величины $T(\tau)$ и $p_e(\tau)$ определяем, как уже говорилось, по эквивалентным ширинам слабых линий.

Для определения $T(\tau)$ удобнее всего взять линии элементов с низким потенциалом ионизации — Na I, Ca I, Ti I и Sc I. Для этих элементов в условиях пятна имеем $K > p_e$ [см. (4)], поэтому величины w_π/w_ϕ зависят только от температуры пятна, если модель фотосферы задана. Градиент температуры в пятне мы не определяем — полагаем его равным градиенту температуры в фотосфере. Предварительное значение p_e берем из модели Мишара. Отношения W_π/W_ϕ были вычислены для ряда значений температуры T в пятне. Вычисления производились по методу весовых функций. Для некоторых линий эквивалентные ширины в пятне W_π оказались слишком большими, чтобы к ним можно было непосредственно применять метод весовых функций, пригодный только для слабых линий. В этих случаях наблюдаемые значения W_π были редуцированы с помощью кривой роста для пятен по методу, предложенному Ван'т Веером. Суть метода заключается в том, что вместо наблюдаемого значения W_π берется некоторая величина $W'_\pi > W_\pi$; W'_π — это такое значение эквивалентной ширины, которое линия имела бы при отсутствии насыщения. Подробно метод нахождения величин W'_π описан в [6].



Фиг. 3. Газовое давление в пятне

I — модель I ($\Delta\Theta = 0,34$, $p_e = 0,74 p_{eM}$, $k = k_H$); II — модель II ($\Delta\Theta = 0,42$, $p_e = 0,29 p_{eM}$, $k = 1,45 k_H$); III — модель Мишара; IV — модель Маттига



Фиг. 4. Объемный коэффициент непрерывного поглощения в пятне

I — модель I; II — модель II; III — модель Мишара

чения $P_g(\tau)$, полученные по Na I и Mg I, согласуются между собой довольно хорошо, то окончательно мы принимаем значения $p_e(\tau)$ (с градиентом по модели Мишара), полученные по линиям Fe I и Ni I. Значения $P_g(\tau)$, усредненные по D₂ Na I и $\lambda 5173$ Mg I, приведены в табл. 2 и на фиг. 3.

С помощью величин $P_g(\tau)$, $T(\tau)$ и $p_e(\tau)$ определим прозрачность пятна — вычислим объемный коэффициент поглощения κ по (2). Результаты даны в табл. 2 и на фиг. 4. Там же для сравнения дается прозрачность пятна в модели Мишара — κ_M . Мы видим, что наша модель (назовем ее модель I) имеет большую прозрачность, чем модель Мишара для $0 < \tau < 0,15$ и меньшую для $\tau > 0,15$.

Рассмотрим вопрос о дополнительном поглощении в непрерывном спектре. Пусть коэффициент поглощения равен $k = k_H + k_M$, где k_M — дополнительное поглощение, которое может быть обусловлено, например, молекулами. Задача сводится к тому, чтобы проделать снова вычисления величин $P_g(\tau)$, $T(\tau)$, $p_e(\tau)$ и $\kappa(\tau)$ с новым коэффициентом непрерывного поглощения. Для этого нужно задать какие-то численные значения k_M . Поскольку мы ничего не знаем о природе k_M , то следует, строго говоря, просчитать несколько вариантов. Начнем с самого простого для вычислений случая, когда можно положить $k = \alpha k_H$, где $\alpha \geq 1$. Оказывается, с новым

Значения $\Delta\Theta = \Theta_{II} - \Theta_{\Phi}$, полученные путем сравнения теоретических и наблюдаемых величин W_{II}/W_{Φ} , приведены в табл. 1. Среднее значение $\Delta\Theta = 0,34$.

Определение электронного давления p_e мы делаем по эквивалентным ширинам линий Fe I и Ni I. Для этих элементов $K \leq p_e$, так что W_{II}/W_{Φ} зависит как от T , так от p_e . Градиент p_e берем из модели Мишара. К вопросу о градиенте p_e мы еще вернемся при определении газового давления.

Значения p_e/p_{eM} , полученные по разным линиям, приведены в табл. 1. Среднее значение p_e равно $p_e = 0,74 p_{eM}$, где p_{eM} — электронное давление в модели Мишара.

Теперь мы имеем все данные, необходимые для определения $\gamma_c(\tau)$ или $P_g(\tau)$ из равенства (5).

Значения $P_g(\tau)$, полученные по линиям D₂ Na I и $\lambda 5173$ Mg I, различаются между собой примерно в два раза. Градиент $P_g(\tau)$ получается одинаковым по той и другой линии. Следует заметить, что определение $P_g(\tau)$ по D₂ Na I не зависит от принятого электронного давления p_e в пятне ($K > p_e$). Для $\lambda 5173$ Mg I, наоборот, $P_g(\tau)$ будет зависеть от $p_e(\tau)$ как по величине, так и по градиенту ($K \leq p_e$). Таким образом, мы имеем здесь возможность уточнить величину и градиент $p_e(\tau)$. Поскольку значения

Таблица 2

Модель I, $k = k_{\text{H-}}$, $\Delta\theta = 0,34$, $p_e = 0,74 p_{eM}$

τ	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2
P_g	$6,15 \cdot 10^3$	$3,08 \cdot 10^4$	6,96	13,3	22,6	36,1	51,3
κ	$0,02 \cdot 10^{-8}$	0,55	2,28	5,58	9,32	16,6	24,2
κ_M	$0,03 \cdot 10^{-8}$	0,38	0,61	0,81	1,03	1,25	

Таблица 3

Модель II, $k = 1,45 k_{\text{H-}}$, $\Delta\theta = 0,42$, $p_e = 0,29 p_{eM}$

τ	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2
P_g	$3,88 \cdot 10^3$	$1,80 \cdot 10^4$	4,92	9,85	16,3	25,2	34,6
κ	$0,01 \cdot 10^{-8}$	0,31	1,22	3,20	5,20	8,71	12,4
κ_M	$0,03 \cdot 10^{-8}$	0,38	0,61	0,81	1,03	1,25	

коэффициентом поглощения $k = 1,45 k_{\text{H-}}$ мы получаем меньшую температуру $T(\Delta\theta = 0,42)$, меньшее электронное давление $p_e(p_e = 0,29 p_{eM})$ и меньшее газовое давление P_g . Объемный коэффициент поглощения κ , рассчитанный с новыми значениями температуры и давления по формуле $\kappa(\tau) = \frac{P_g(\tau) 1,45 k_{\text{H-}} p_e(\tau)}{1,2 k T(\tau)}$, также оказывается меньшим. Эту новую модель назовем модель II. Величины $P_g(\tau)$ и $\kappa(\tau)$ для модели II приведены в табл. 3 и на фиг. 3 и 4. Модель II более прозрачна, чем модель Мишара для $0 < \tau < 0,25$, и менее прозрачна для $\tau > 0,25$.

Дальнейшее увеличение коэффициента поглощения приведет к еще более прозрачным моделям. Однако модели, более прозрачные, чем модель Мишара, вызывают возражения, во-первых, с точки зрения гидростатического равновесия в пятне. Во-вторых, очень прозрачные пятна совершенно исчезали бы на краю диска, чего не наблюдается [7]. Наши наблюдения [8] эффекта Вильсона в линиях поглощения также дают прозрачность пятна, примерно такую же, как прозрачность пятна по модели Мишара. Таким образом, можно считать, что α в выражении $k = \alpha k_{\text{H-}}$ не может быть больше 1,5—2. Но с таким α нельзя объяснить увеличение $\eta_v(\tau)$ уменьшением коэффициента непрерывного поглощения (см. выше).

Выводы

1. Градиент газового давления, полученный по контурам линий D_2 Na I и $\lambda 5173$ Mg I, оказывается выше градиента давления в модели Мишара и других моделях пятен.

2. Модель, вычисленная без дополнительного поглощения в непрерывном спектре, оказывается в среднем менее прозрачной, чем модель Мишара.

3. Введение дополнительного поглощения в непрерывном спектре ($k = k_{\text{H-}} + k_M$) приводит к более прозрачным моделям. Модель с $k = 1,45 k_{\text{H-}}$ имеет в среднем такую же прозрачность, как и модель Мишара.

Декабрь 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. А. Барановский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23.
2. А. Н. Коваль, Н. Н. Степанян. Наст. том, стр. 194.
3. Э. Е. Дубов, Т. П. Хромова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31.
4. М. Дж. Гусейнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35.
5. Л. Х. Аллер. Астрофизика, т. 1. ИЛ, 1955, стр. 297.
6. F. Van't Veer. Ann. d'Astrophys., 1966, 29, 1.
7. R. I. Вгау, R. E. Loughhead. Sunspots. Chapman and Hall Ltd., 1964, p. 97.
8. Э. А. Барановский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 40.

К ВОПРОСУ О ВЫЧИСЛЕНИИ ФУНКЦИЙ ВКЛАДА

Э. Е. Дубов

Обсуждается вопрос о сравнении различных видов функции вклада. По мнению автора, для определения глубин образования излучения в частоте линии и для интерпретации спектрогелиограмм наиболее удобна функция, характеризующая вклад различных слоев в величину остаточной интенсивности $I/I_0 = 1 - r_v$, т. е. функция вклада, которая названа нами F_4 . Часто интегрирование по частям, применяемое при вычислении функций вклада, несколько меняет физический смысл функции вклада и приводит к сравнительной недооценке или переоценке роли различных слоев в образовании доходящего до наблюдателя излучения в спектральной линии (особенно в крыле). Вычислены различные функции вклада для нескольких значений $\Delta\lambda$ трех линий Fe I и одной линии Mg I. Определены соответствующие глубины образования излучения.

Отмечено, что распределение яркости на спектрогелиограммах, по которому можно судить о структуре в различных частях солнечной атмосферы (распределение скоростей, более горячих или более плотных элементов), может отражать структуру двух различных слоев одновременно. Иногда эти слои могут быть разделены слоем, практически не дающим доходящего до нас излучения в рассматриваемой частоте. Таким образом, кванты одной и той же частоты могут нести информацию о структуре двух различных слоев атмосферы в зависимости от того, образованы ли они в результате «связанно-связанного» перехода, или это кванты «непрерывного» перехода.

ON THE COMPUTATION OF CONTRIBUTION FUNCTIONS, by E. E. Dubov. — Different kinds of contribution functions are compared. The author's opinion is that the contribution function for the variable $I/I_0 = 1 - r_v$ (called F_4 in this paper) is the most convenient one to find the depth of a layer producing the emission in any part of a line profile, or to interpret the corresponding spectroheliogram. While calculating the contribution function the often used partial integration changes somewhat the physical meaning of the contribution function and leads to the overestimation or underestimation of the role of different layers producing observable spectral line emission (especially in the wing of the line). For several $\Delta\lambda$ of three Fe I and one Mg I lines different contribution functions are computed. The corresponding depths, where escaping radiation is produced are found. It is noted that brightness distribution on spectroheliograms used to get the information about the structure of some parts of the solar atmosphere (velocity field, distribution of hotter or more dense elements) may reflect the structure of two different layers simultaneously. At some frequencies these two layers may be separated sometimes by a layer giving in fact no escaping radiation. Thus the quanta of the same frequency carry sometimes the information about the structure of two different layers, depending on the process of their formation: «bound — bound» or «free — free» (or «free — bound» or similar «continuum») transition.

При измерениях магнитного поля на Солнце, изучении распределения яркостей или скоростей на спектрогелиограммах, снятых в различных частях спектральных линий, большой интерес представляет вопрос о глубинах образования тех или иных участков профиля линий поглощения ффраунгоферова спектра Солнца. Сюда входят вопросы об «эффективной» глубине образования того или иного места профиля линии и о протяженности того слоя, в котором образуется наибольшая часть приходящего к нам излучения. Вклад различных слоев атмосферы в образование спектраль-

ной линии часто характеризуется так называемой функцией вкладов (contribution function F). При этом глубина линии в данной частоте представляется в виде интеграла от F по логарифмам оптических глубин:

$$r_v = \int_{-\infty}^{+\infty} F d \ln \tau_0. \quad (1)$$

В качестве независимой переменной удобно выбирать логарифм оптической глубины в некоторой избранной частоте непрерывного спектра. Величина

$$r_v = \frac{I_0 - I_v}{I_0}, \quad (2)$$

где I_0 — интенсивность излучения в непрерывном спектре вблизи рассматриваемой линии, а I_v — интенсивность в данной частоте v внутри линии.

Для определенности все дальнейшие рассуждения делаются пока в предположении, что линии образуются только в результате истинного поглощения, причем все рассуждения проводятся только для центра диска Солнца. Пекер [1] представляет интенсивность выходящего излучения в линии в виде суммы интегралов:

$$I_v(0) = \int_0^{\infty} B_v(\tau_0 + \tau_v) e^{-(\tau_L + \tau_0)} d(\tau_L + \tau_0) = \int_0^{\infty} B_v(\tau_0) e^{-\tau_0} e^{-\tau_L} d\tau_L + \\ + \int_0^{\infty} B_v(\tau_0) e^{-\tau_0} e^{-\tau_L} d\tau_0, \quad (3)$$

где $\tau_0(v)$ — оптическая толщина в континууме, а $\tau_L(v)$ — оптическая толщина, соответствующая селективному поглощению на данной частоте. Легко видеть, что одно и то же r_v может быть получено при интегрировании функций $F(\ln \tau_0)$, имеющих совершенно различные зависимости от $\ln \tau_0$. Производя интегрирование второго члена этой суммы по частям и вводя предложенную Унзольдом [2] весовую функцию

$$g_1(\tau_0) = \frac{1}{\Phi(0)} [\Phi(\tau_0) - B_v(\tau_0) e^{-\tau_0}], \quad (4)$$

где

$$\Phi(\tau_0) = \int_{\tau_0}^{\infty} B_v e^{-\tau_0} d\tau_0 \text{ и } B_v \text{ — функция Планка.}$$

(Величина $\Phi(\tau_0)$ представляет собой интенсивность непрерывного спектра на глубине τ_0 .) Пекер получает

$$r_v = \int_0^{\infty} g_1(\tau_0) e^{-\tau_L(v)} d\tau_L, \quad (5)$$

откуда, согласно Эльсте [3],

$$r_v = \frac{1}{\text{mod}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tau_0 g_1(\tau_0) e^{-\tau_L(v)} \eta_v d \lg \tau_0, \quad (6)$$

где $\text{mod} = 0,4343$, а $\eta_v = \frac{d\tau_L(v)}{d\tau_0} = \frac{\kappa_L(v)}{\kappa_0(v)}$, κ_L и κ_0 — «селективный» и «непрерывный» коэффициенты поглощения.

Следовательно, по Эльсте, вклад различных слоев характеризуется функцией вклада

$$F_1 = \frac{1}{\text{mod}} \{ \tau_0 g_1(\tau_0) \eta_v e^{-\tau L} \}, \quad (7)$$

которая для каждой линии может быть рассчитана численно и построена в зависимости от $\lg \tau_0$. Примеры таких зависимостей приведены в [3]. Обычно в качестве независимой переменной берут не $\lg \tau_0(v)$, а $\lg \tau_0$ (5000 Å).

Иным способом вычисляет функцию вклада Гуссманн [4]. Для удобства сравнения мы приводим функцию вклада, вычисляемую Гуссманном, к зависимости от $\lg \tau_0$, как и в предыдущем случае. Гуссманн интегрирует по частям сразу все выражение (3) и получает после некоторых выкладок

$$r_v = \int_0^\infty g_2(\tau_1) [1 - e^{-\tau L}] d\tau_0, \quad (8)$$

где

$$g_2 = \frac{1}{I_0} \frac{dB_v}{d\tau_0} e^{-\tau_0}.$$

Для функции вкладов получается

$$F_2 = \frac{1}{\text{mod}} \{ \tau_0 g_2(\tau_0) [1 - e^{-\tau L}] \}. \quad (9)$$

Зависимости F_1 и F_2 от $\lg \tau_0$ совершенно различны, ибо интегрирование по частям, хотя и не меняет значения интеграла, существенно изменяет вид подынтегральной функции.

Мы не прибегаем к интегрированию по частям. В самом общем случае можно записать, что излучение в линии, выходящее наружу, равно

$$I_v(0) = \int_0^\infty S_v e^{-(\tau_0 + \tau L)} d(\tau_0 + \tau L), \quad (10)$$

где S_v — функция источников в линии. Обозначим интенсивность в частотах непрерывного спектра

$$I_0 = A_1 = \int_0^\infty B_v(\tau_0) e^{-\tau_0} d\tau_0. \quad (11)$$

Тогда, подставляя (10) и (11) в (1) и (2), можно написать

$$F_3 = \frac{1}{\text{mod}} \frac{1}{A_1} \tau_0 e^{-\tau_0} [B_v - S_v e^{-\tau L} (1 + \eta_v)]. \quad (12)$$

Функция вклада F_3 представляет собой разность между тем, что излучалось бы некоторым слоем при отсутствии линий, и тем, что излучается им на самом деле в данной частоте. Для истинного поглощения $S_v = B_v$ и, следовательно,

$$F_3' = \frac{1}{\text{mod}} \frac{1}{A_1} \tau_0 e^{-\tau_0} B_v [1 - e^{-\tau L} (1 + \eta_v)]. \quad (13)$$

При исследовании функций вклада можно также поставить вопрос, нужно ли объединять подынтегральные выражения в числителе формулы

$$r_v = \frac{\int_0^\infty B_v(\tau_0) e^{-\tau_0} d\tau_0 - \int_0^\infty S_v(\tau_L + \tau_0) e^{-(\tau L + \tau_0)} d(\tau_L + \tau_0)}{\int_0^\infty B_v(\tau_0) e^{-\tau_0} d\tau_0}, \quad (14)$$

аналогичной выражению (2). Функции вклада можно определять как функцию, характеризующую вклад различных слоев в величину глубины линии, или как функцию, характеризующую соответствующий вклад в величину остаточной интенсивности. Действительно, можно (2) переписать так:

$$1 - r_v = \frac{I_v}{A_1} \quad (15)$$

и пользоваться «функцией вклада» для остаточной интенсивности линии (выраженной в единицах непрерывного спектра):

$$F_4 = \frac{1}{A_1} \frac{1}{\text{mod}} \tau_0 S_v e^{-(\tau_L + \tau_0)} (\eta_v + 1). \quad (16)$$

Можно сравнить эти зависимости с «функцией вклада» для непрерывного спектра:

$$F_5 = \frac{1}{A_1} \frac{1}{\text{mod}} \tau_0 B_v(\tau_0) e^{-\tau_0}. \quad (17)$$

Это сравнение будет проведено ниже на рис. 2—5.

Как известно, для случая полного перераспределения по частотам при рассеянии [5]

$$S_v = LB_v + (1 - L) \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{J}_v \varphi_v d\nu, \quad (18)$$

где

$$\bar{J}_v = \int_{4\pi} I_v \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (19)$$

$$I_v = \int_0^\infty S_v(t) \varepsilon_1(|\tau - t|) dt, \quad (20)$$

а φ_v — нормированный профиль коэффициента поглощения.

В случае когерентного рассеяния

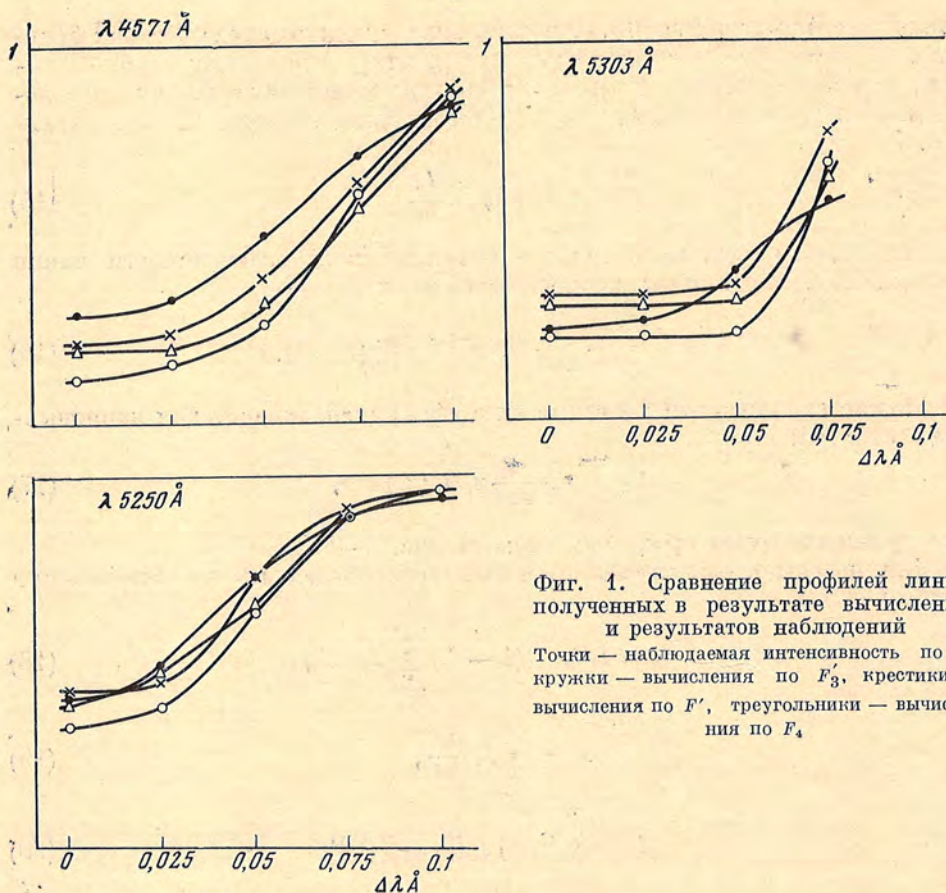
$$S_v = LB_v + (1 - L) \frac{1}{2} \int_0^\infty S_v(t) \varepsilon_1(|\tau - t|) dt, \quad (21)$$

$$L = \frac{1 + \varepsilon \eta_v}{1 + \eta_v}, \quad (22)$$

где, как и прежде, $\eta_v = \frac{\kappa_L(v)}{\kappa_0(v)}$ и ε — величина вероятности того, что после поглощения атомом квант не будет переизлучен. Иными словами, $(1 - \varepsilon)$ — вероятность выживания кванта при единичном акте рассеяния. Физическое различие между разными спектральными линиями заключено в различии величин η_v и ε и в неодинаковом ходе их с глубиной. Когда η_v мало, линия очень слабая, она образуется достаточно глубоко, так что можно полагать $S_v(\tau) \approx B_v(\tau)$. Если же $\eta_v \gg 1$, то существенную роль играет сравнение величин ε и η_v для тех слоев, где образуется линия (вернее, излучение, соответствующее данному месту профиля линии).

Для предельного случая очень сильных линий, когда, как показано в [6], необходимо проводить вычисления с учетом некогерентности рассеяния, для ядра линии (в области, где $\tau_L \sim 1$) $\varepsilon \gg 1/\eta_v$. Поэтому в (22) можно пренебречь величиной η_v и $L \approx \varepsilon$.

В нашем случае рассматриваются линии умеренной интенсивности. Для этих линий $\eta \gg 1$, но принято, что $\varepsilon \ll 1/\eta_v$. В этом случае $L \sim 1/(1 + \eta_v)$. Предполагается также, что для линий умеренной интенсивности, для



Фиг. 1. Сравнение профилей линий, полученных в результате вычислений, и результатов наблюдений

Точки — наблюдаемая интенсивность по [7], кружки — вычисления по F_3 , крестики — вычисления по F' , треугольники — вычисления по F_4

которых проводились расчеты, вычисления можно вести, пользуясь формулами когерентного рассеяния. Некоторым оправданием этого предположения, кроме самых общих рассуждений, служит, в частности, тот факт, что графическое интегрирование функций вклада, полученных в результате расчетов, дает значения глубин линий r_v , согласующиеся с величинами, определяемыми по атласу Минаэрта [7] для точек профиля, отстоящих не очень далеко от центра линии, так как мы принимали доплеровский профиль коэффициента поглощения (сравнение приведено на фиг. 1). Следует иметь в виду, что вычисления проведены главным образом для иллюстрации и точность их не лучше нескольких единиц второго знака после запятой. Мерой точности вычислений может служить, например, $\int_{-\infty}^{+\infty} F_5 d \ln \tau_0$, который должен быть равен единице; в результате вычисления для разных линий получены величины от 0,93 до 0,98

Функции вклада вычислены для ряда мест профилей линий $\lambda 4571$ Mg I, $\lambda 4808$, 5303 и 5250 Fe I для случая полного поглощения (F_3) и случая когерентного рассеяния в линии, образующейся в условиях локального термодинамического равновесия и расширенной только эффектом Доплера (F_3). Таким образом, при вычислении S_v (для нахождения F_3) считалось, что степень ионизации и населенность нижних уровней можно вычислять по формулам Саха и Больцмана, а верхний уровень заселяется благодаря когерентному рассеянию. Было принято также, что непрерывное поглощение определяется атомами нейтрального водорода и ионами H^- . Вычисления велись на ЭВМ КрАО. Функция источников вычислялась по уравне-

нию (21) методом итераций. Использована процедура вычислений, разработанная для ЭВМ КрАО Буславским [8], с той небольшой разницей, что в качестве нулевого приближения для S_v принималась величина B_v , а не $B_v/(1 + \eta_v)$. Было принято $L = 1/(1 + \eta_v)$, содержание элементов и силы осцилляторов брались по [9]. Использована Утрехтская модель фотосферы и нижней хромосферы [10].

Согласно [8], при итерациях принято, что $S_v(0) = B_v(0)$, $\varepsilon = 0$.

Известно, что на самом деле $S_v(0) < B_v(0)$, но разница существенна для сравнительно небольших оптических глубин в линии. Возможно, что остаточное расхождение между вычисленными нами значениями r_v и наблюдаемыми значениями связано именно с этим обстоятельством. Это, однако, не может изменить наши выводы о глубинах образования излучения, выходящего наружу в тех или иных частотах (см. ниже).

Нами вычислены функции F_4 , $F'_4 = F_4/S_v$ и F_5 . Результаты приведены на фиг. 2—5 в зависимости от $\lg \tau_0$ (5000).

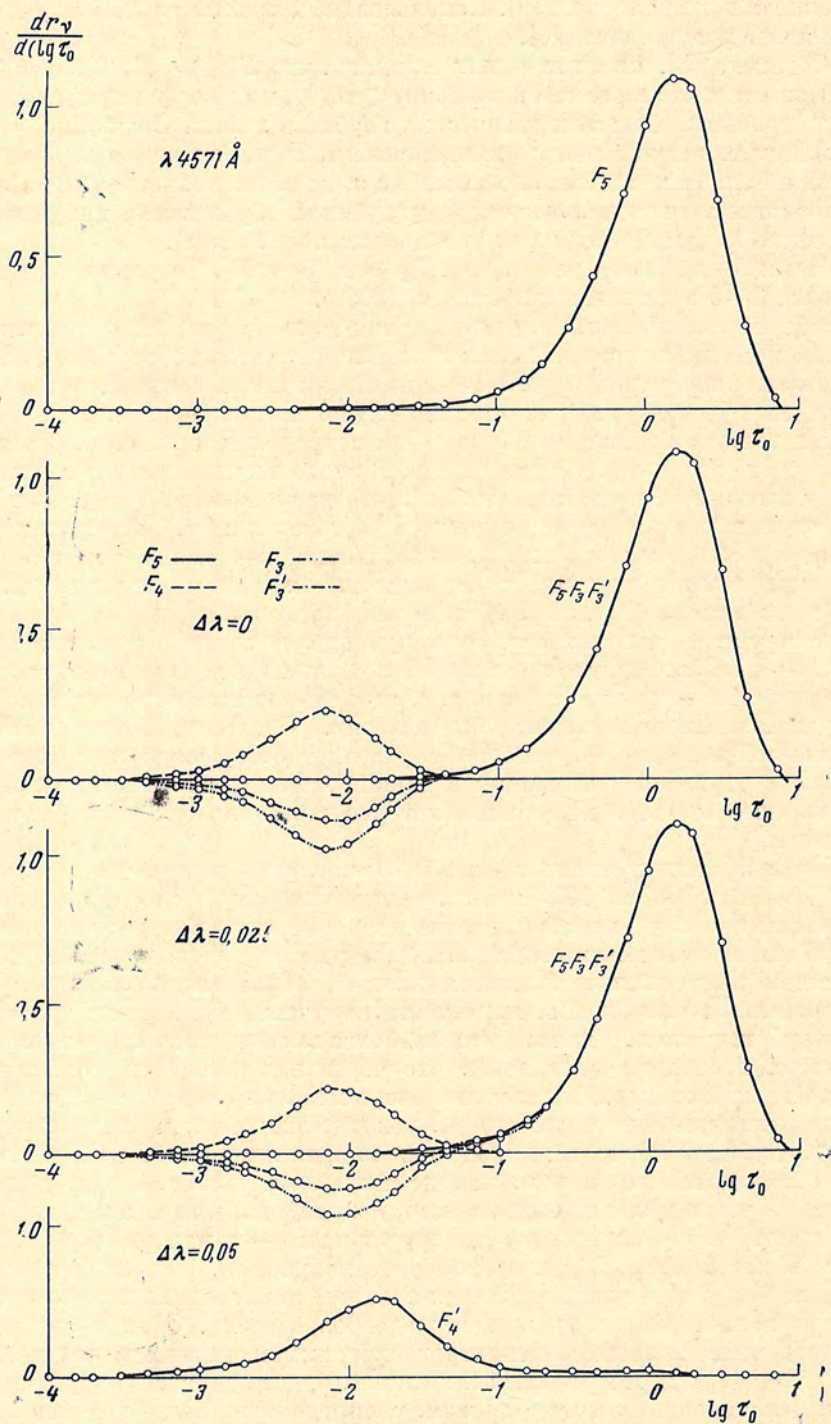
Общий вид кривых, полученных для F_3 и F'_3 , допускает простое физическое истолкование: в частотах линии появляются добавочные излучение и поглощение по сравнению с соседними частотами, соответствующими непрерывному спектру. Сравнительно глубокие слои поглощают в этих частотах гораздо больше, чем в частотах непрерывного спектра. В результате те слои, которые в частотах непрерывного спектра дают выходящее наружу излучение, в частотах линии этого излучения не дадут. Так сказывается дополнительное поглощение в частотах линии. Зато внешние слои атмосферы дают в частотах линии добавочное излучение, так что для них функция вклада становится отрицательной. Таким образом, та часть функции вклада (F_3 или F'_3), которая расположена ниже оси абсцисс, характеризует дополнительное излучение в линии, а положительная часть — дополнительное поглощение по сравнению с соседними частотами, дающими непрерывный спектр, т. е. поглощение того излучения, которое в отсутствие линии выходило бы наружу. Очень удобно пользоваться «функцией вклада» F_4 , которая определяет остаточную интенсивность в линии и отражает выходящий в данной частоте линии поток излучения независимо от «того излучения, которое выходило бы, если бы не было линии».

На графиках функции F_4 наиболее наглядно видно, что в центре линий $\lambda\lambda 4571$, 5303 и 5250 все излучение исходит из слоев, заметно более высоких, чем глубина образования непрерывного спектра; для линии же $\lambda 4808$ эти высоты почти совпадают. При уходе в крыло с ростом $\Delta\lambda$ в выходящем излучении появляются кванты, образовавшиеся в результате «непрерывных» переходов, причем это излучение исходит из другого, более глубокого слоя. Иными словами, более высокие слои становятся в этих частотах настолько прозрачны, что через них начинает «просвечивать» непрерывный спектр. Его глубина очень медленно меняется с длиной волны и почти одинакова для линий, различающихся как интенсивностью, так и глубиной образования. Но для многих линий этот слой четко отделен от слоя, ответственного за селективное излучение. Тогда для некоторой $\Delta\lambda$ часть выходящего излучения образуется в верхнем слое (обозначим высоту его h_1 и ширину l_1), а другая часть — в нижнем (h_2 , l_2). Между ними находится слой, дающий меньше излучения, выходящего наружу.

Для более сильных линий и для линий ионизованных элементов этот эффект должен быть выражен гораздо более резко. Отсюда следует, что распределение яркостей на спектрогелиограммах, снятых в длинах волн соответствующих мест профиля этих линий, будет отражать структуру (скорости движений вдоль луча зрения, распределение более и менее горячих или более или менее плотных элементов) сразу двух различных слоев. Расстояние между слоями может быть малым, а может быть и большим. Например, для линии Sr II оно соответствует нескольким порядкам в

τ_0 (5000 Å) [11]. Это можно заметить при изучении распределения яркостей на соответствующих спектрогелиограммах [12].

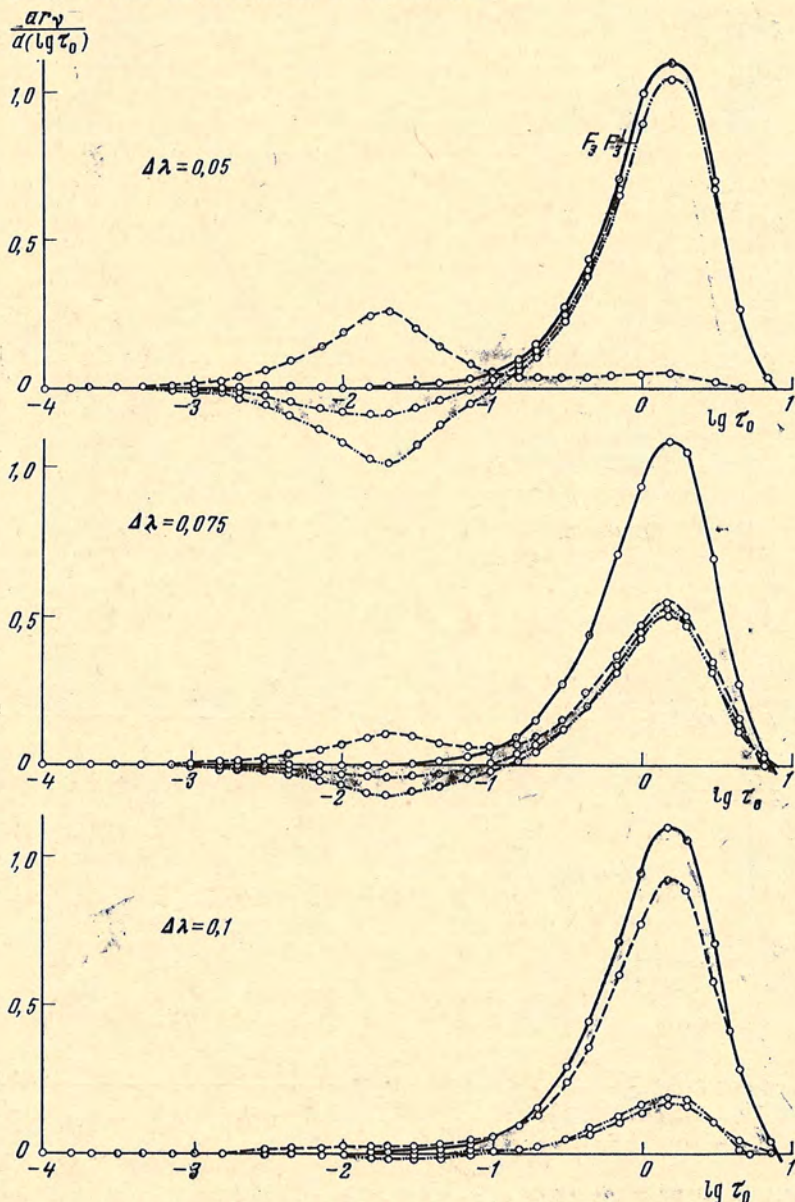
Наоборот, для линии $\lambda 4808$ Fe I, как мы уже говорили, практически нет разрыва между глубиной образования непрерывного спектра и глубиной



Фиг. 2. Функция вкладов для различных мест профиля линии $\lambda 4571$ Mg I

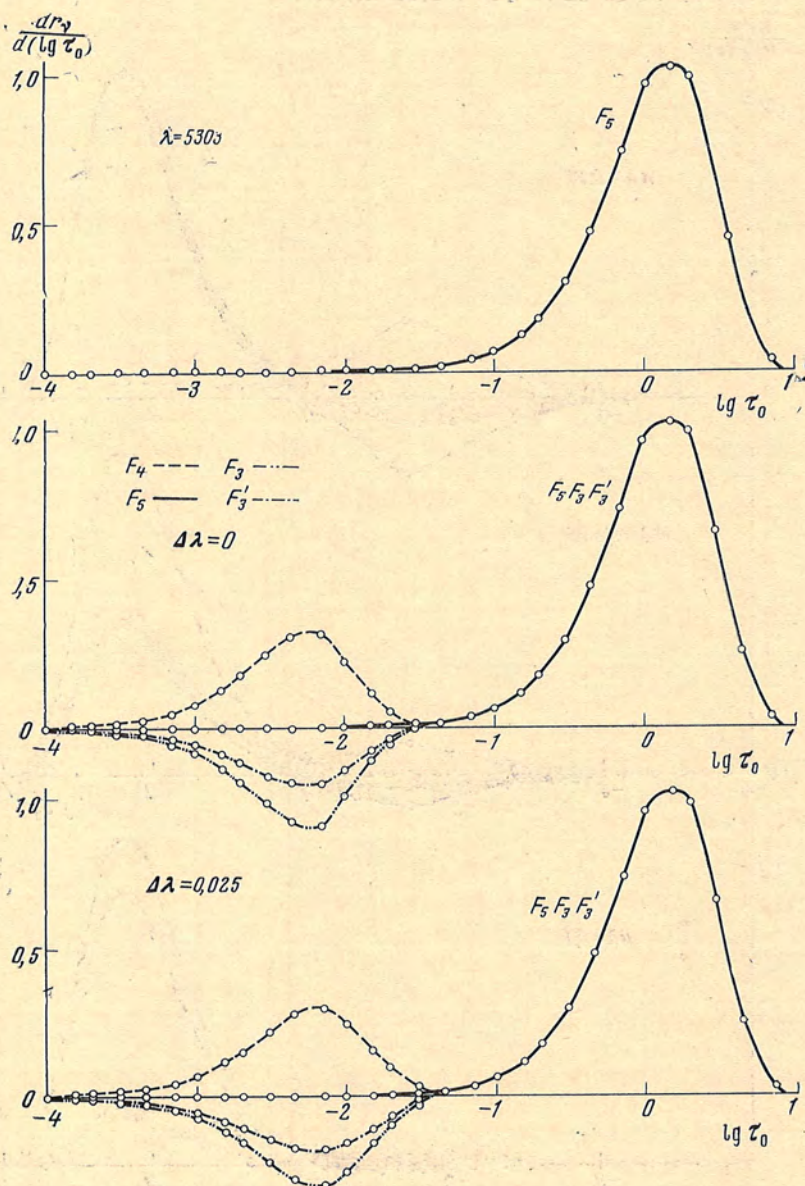
возникновения дополнительного излучения. Поэтому распределение яркостей на спектрограммах (поперек дисперсии) или на спектрогелиограммах должно быть одинаковым в центре линии, на некотором расстоянии от него и в непрерывном спектре.

Следует отметить, что величины h_1 , определяемые по положению минимумов функций F_3 и F'_3 ($h_1(F_3)$ и $h_1(F'_3)$ обычно всегда совпадают), практически всегда совпадают и с положением первого максимума функции F_4 и даже с положением максимума функции $F'_4 = F_4/S_v$, приводимой нами на некоторых графиках. Так что вычисления показывают, что величины h_1 почти не зависят от S_v . Это, впрочем, естественно, так как S_v меняется с глубиной сравнительно медленно. Толщиной слоя l мы будем называть разность между глубинами, соответствующими значению функции вклада, равному половине ее значения в максимуме.



Фиг. 2 (окончание)

Полученные нами глубины образования различных частей линии $\lambda 4571 \text{ Mg I}$ не совпадают с глубиной образования, определенной для них Атеем [13]. Причина кроется в том, что результаты вычислений сильно зависят от принятой модели, от распределения температур и степени ионизации с высотой. Так, согласно [13], глубина поверхности, где $\tau_0 = 1$, изменяется от $h = -200 \text{ км}$ при $\Delta\lambda = 0$ до $h = -300 \text{ км}$ при $\Delta\lambda = 0,02 \text{ \AA}$. Положение же первого максимума F_4 (минимума F_3 и F'_3) для $\Delta\lambda = 0$ соответствует $h_1 = -40 \text{ км}$, для $\Delta\lambda = 0,025 \text{ \AA}$ $h_1 = -30 \text{ км}$, а изменение глубины образования линии становится существенным только для $\Delta\lambda = 0,05 \text{ \AA}$, $h_1 = -103 \text{ км}$. Принято, что «лимб» в [13] соответствует высоте, где $\tau_0 = 0,003$ в модели солнечной атмосферы, приведенной в [10]. Данные о высотах слоев h_1 и h_2 , а также о «толщине» этих слоев l_1 и l_2 приведе-

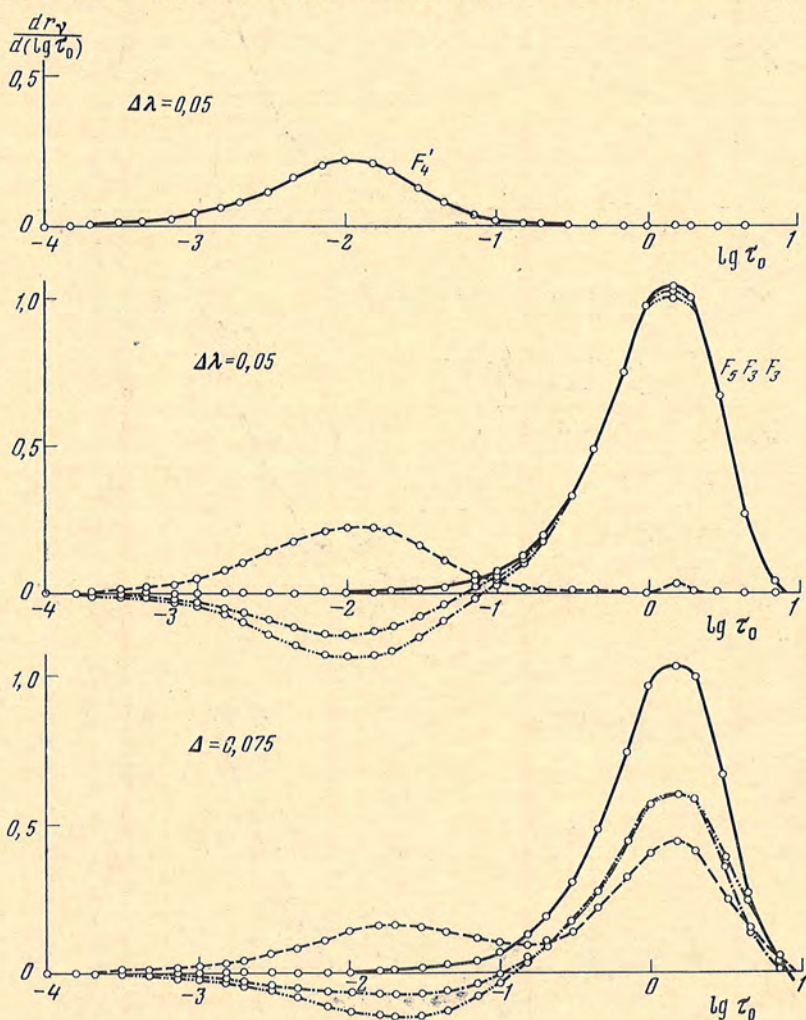


Фиг. 3. Функция вкладов для различных мест профиля линии $\lambda 5303 \text{ Fe I}$

ны в табл. 1—4. Там же приведены значения r_v (r_v — наблюдаемые (измеренные по атласу Минаарта)) и площади S_1 и S_2 . Для функций F_3 и F'_3 S_1 означает площадь, ограниченную той частью кривых, которая расположена ниже оси абсцисс, а S_2 — остальную часть площади, ограниченной кривыми F_3 и F'_3 . В случае функции вклада F_4 S_1 и S_2 показывают величины вклада каждого из двух слоев, о которых мы говорили выше.

Как видно из таблиц, для линий $\lambda 5303$ и $\lambda 5250 \text{ \AA}$ для тех $\Delta\lambda$, для которых в образовании доходящего до нас излучения участвует только один слой, определенные нами высоты и толщины излучающего слоя близки к тем, которые нашел Буславский [8]. Для остальных $\Delta\lambda$ результаты, как и следовало ожидать, несопоставимы.

На рис. 2—5 и в таблицах можно видеть, что с ростом $\Delta\lambda$ уменьшается и дополнительное излучение, и дополнительное поглощение в линии, причем и то и другое с ростом $\Delta\lambda$ соответствует все более высоким слоям. Толщина слоя, дающего дополнительное излучение в линии, с ростом $\Delta\lambda$ увеличивается, а толщина дополнительно поглощающего слоя уменьшается. Особенно хорошо это видно на примере линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I. Такова трактовка полученного результата для функций вклада F_3 и F'_3 . Однако, по нашему мнению, для интерпретации распределения яркостей на спектро-



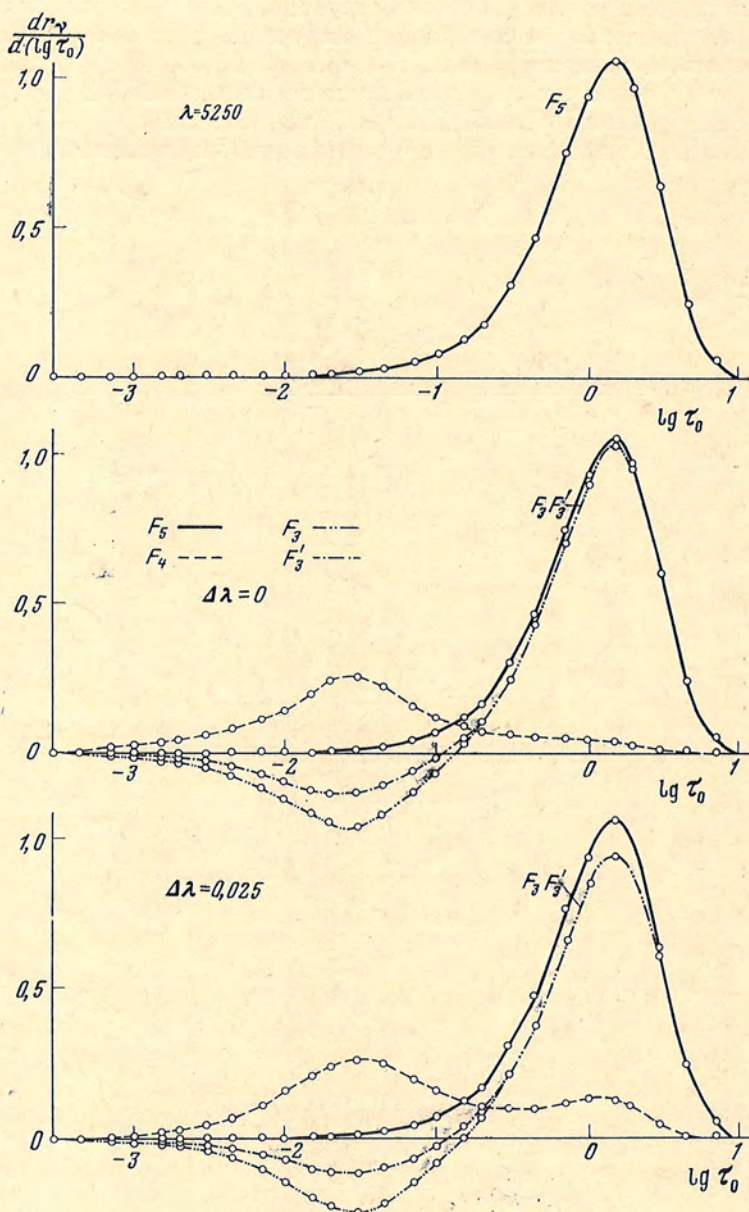
Фиг. 3 (окончание)

гелиограммах и для некоторых других задач наиболее удобна функция вклада F_4 , показывающая, какая часть излучения, доходящего до наблюдателя в некоторой частоте, образуется на данной глубине. Вычисления показывают, что для некоторых $\Delta\lambda$ заметный вклад в излучение вносится сразу двумя слоями.

Для других задач более удобным может оказаться представление об образовании линии, предложенное Пекером и Томасом [14], которые говорят об «эквивалентной функции источника для линии»:

$$S_{\nu}(\tau_L + \tau_c) = I_c(\tau_c) - S_L(\tau_c), \quad (23)$$

где $I_c = \Phi(\tau_0)$, S_L — обычная функция источника для линии, а S_{ν} — представляет собой разность между интенсивностью непрерывного излучения,



Фиг. 4. Функция вкладов для различных мест профиля линии $\lambda 5250$ Fe I

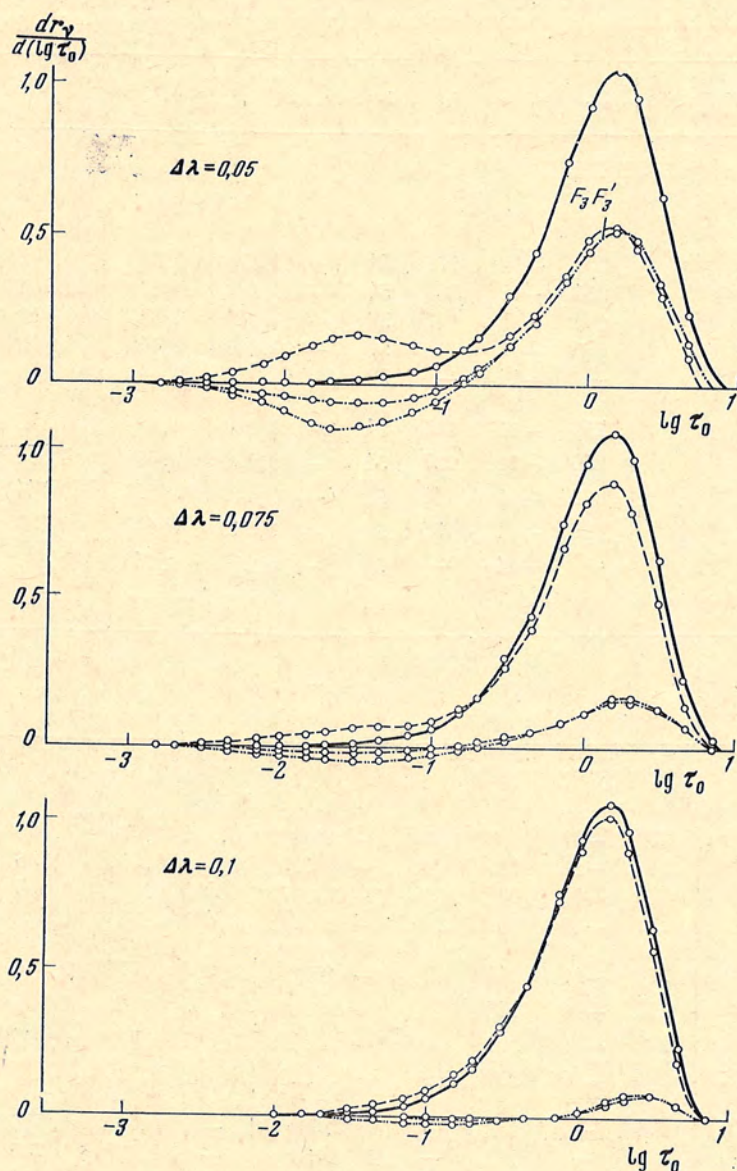
распространяющегося изнутри звезды наружу, и функцией источника для линии в данном слое. Тогда

$$r_v = \frac{I_0 - I_L}{I_0} \int_0^{\infty} S(\tau_L + \tau_c) e^{-(\tau_L + \tau_c)} d\tau_L \quad (24)$$

и функция вклада

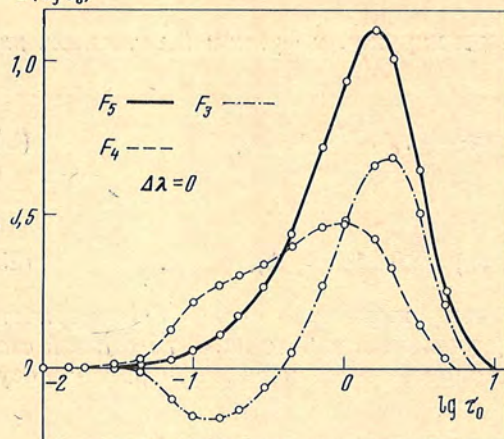
$$F = \tau_0 S(\tau_0 + \tau_L) e^{-(\tau_L + \tau_0)} (\eta + 1). \quad (25)$$

Автор считает приятным долгом выразить свою благодарность В. Г. Буславскому, принимавшему участие в работе на ее начальной стадии, Н. В. Годовникову и Е. С. Смирновой, составившим программу и осу-



Фиг. 4 (окончание)

$$\frac{dF_3}{d(\lg \tau_0)}$$



Фиг. 5. Функция вкладов для цент-
ра линии $\lambda 4808 \text{ Fe I}$

Таблица 1

$\Delta\lambda, \text{ \AA}$	Функция	$h_1, \text{ км}$	$h_2, \text{ км}$	l_1	l_2	S_1	S_2	$S_2 - S_1$ r_v	r_v эксп.
$\lambda 4571 \text{ Mg I}$						$\int_{-\infty}^{+\infty} F_3 d \lg \tau_0 = 0,98$			
0	F_3	260	-11	117	54	(-) 10,176	0,968	0,792	0,710
0,025	F_3	254	-11	127	54	(-) 10,198	0,960	0,762	0,670
0,05	F_3	195	-11	127	52	(-) 10,240	0,850	0,610	0,500
0,075	F_3	195	-11	129	51	(-) 10,070	0,440	0,370	0,290
0,1	F_3	—	-14	—	53	(-) 10,030	0,140	0,110	0,160
0	F'_3	250	-11	116	54	(-) 0,090	0,968	0,878	0,710
0,025	F'_3	250	-11	127	54	(-) 0,120	0,958	0,838	0,610
0,05	F'_3	212	-11	141	52	(-) 0,116	0,860	0,744	0,500
0,075	F'_3	189	-11	135	51	(-) 0,040	0,430	0,390	0,290
0,1	F'_3	—	-14	—	53	(-) 0,008	0,140	0,132	0,160

Таблица 2

$\Delta\lambda, \text{ \AA}$	Функ- ция	$h_1, \text{ км}$	$h_2, \text{ км}$	l_1	l_2	S_1	S_2	$S_2 - S_1$ r_v	r_v эксп.	h по [8]	l по [8]
$\lambda 5303 \text{ Fe I}$						$\int_{-\infty}^{+\infty} F_3 d \lg \tau_0 = 0,97$					
0	F_3	270	-11	128	60	(-) 10,290	0,964	0,674	0,765	303	112
0,025	F_3	268	-11	135	60	(-) 10,272	0,938	0,666	0,735	291	107
0,05	F_3	234	-11	181	60	(-) 10,270	0,910	0,640	0,605	245	114
0,075	F_3	191	-11	181	60	(-) 10,192	0,430	0,238	0,420	264	182
0	F'_3	268	-11	145	60	(-) 10,188	0,964	0,776	0,765	303	112
0,025	F'_3	268	-11	145	60	(-) 10,160	0,938	0,748	0,735	291	107
0,05	F'_3	239	-11	207	60	(-) 10,160	0,930	0,770	0,605	245	114
0,075	F'_3	184	-11	207	60	(-) 0,100	0,420	0,320	0,420	204	182
0	F_4	270	—	128	—	0,300	—	0,700	0,765	303	112
0,025	F_4	269	—	139	—	0,300	—	0,700	0,735	291	107
0,05	F_4	227	-11	191	24	0,300	0,010	0,690	0,605	245	114
0,075	F_4	197	-11	181	62	0,236	0,396	0,368	0,420	204	182

ОПИСАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ
ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СОЛНЕЧНОГО ТЕЛЕСКОПА
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ АН СССР

А. Н. Коваль, Н. Н. Степанян

В 1966 г. в Крымской астрофизической обсерватории изготовлен горизонтальный солнечный телескоп, строящий изображения Солнца размером 30 и 11 см. Телескоп снабжен спектрографом с обычной дифракционной решеткой и с решеткой-эшелле, позволяющей получать спектр от $\lambda 6700$ до $\lambda 3500 \text{ \AA}$ одновременно на одной пластинке с дисперсией 0,56—0,30 $\text{\AA}/\text{мм}$. Приводятся результаты исследования телескопа и спектрографа (инструментальный контур, астигматизм, рассеянный свет).

DESCRIPTION AND TESTING OF THE HORIZONTAL SOLAR TELESCOPE OF THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by A. N. Koval, N. N. Stepanyan. — The Horizontal solar telescope was built at the Crimean astrophysical observatory in 1966. This telescope forms solar images of about 30 cm and 11 cm. The spectrograph is supplied both with an ordinary grating and eshele-grating, the latter permitting to obtain the spectrum from 6700 $\text{\AA}$ to 3500 $\text{\AA}$ simultaneously on one plate ($18 \times 24 \text{ cm}$) with a dispersion of 0,56 to 0,30 $\text{\AA}/\text{mm}$.

The test results of the telescope and spectrograph are described.

Монтировка и исследование Горизонтального солнечного телескопа (ГСТ) Крымской астрофизической обсерватории были закончены в июле 1966 г. Большая часть оптики и все механические конструкции были изготовлены в обсерватории силами оптической и механической мастерских под руководством Г. М. Попова (оптика) и А. Ф. Лагутина (механика).

Оптическая схема телескопа представлена на фиг. 1.

Таким образом, на ГСТ можно использовать одну из двух систем: 1) светосила 1 : 135, $d_{\odot} = 300 \text{ мм}$, масштаб в 1 мм 6,4, разрешение 0,5 (или 0,08 мм);

2) светосила 1 : 55, $d_{\odot} = 110 \text{ мм}$, масштаб в 1 мм 17,4, разрешение 0,3 мм.

В спектрографе также можно использовать две системы: 1) с дифракционной решеткой, 2) с решеткой-эшелле.

Переход от одной системы к другой осуществляется введением эшелле в пучок поворотом рукоятки, находящейся снаружи спектрографа, и занимает 20—30 сек.

Система с дифракционной решеткой позволяет фотографировать солнечный спектр с экспозициями меньше 0,1 во II порядке и 0,2—0,5 в IV порядке при $d_{\odot} = 110 \text{ мм}$. Наибольшие экспозиции при $d_{\odot} = 300 \text{ мм}$ составляют около 30^с (спектры больших пятен). Фотографирование ведется на пластинках Ilford HP-3 и WP-1 ORWO.

Дисперсия в I порядке 1,4 $\text{\AA}/\text{мм}$, в IV — 0,35 $\text{\AA}/\text{мм}$. Решетка обладает значительным астигматизмом. Стилматическая разность при больших углах достигает 10 мм (фиг. 2). Инструментальный контур в IV порядке для

Таблица 3

$\Delta\lambda, \text{Å}$	Функция	$h_1, \text{км}$	$h_2, \text{км}$	l_1	l_2	S_1	S_2	$\frac{S_2-S_1}{r_v}$	$r_{\text{ЭКСП}}$	h по [8]	l по [8]
$\lambda 5250 \text{ Fe I}$						$\int_{-\infty}^{+\infty} F_5 d \lg \tau_0 = 0,93$					
0	F_3	180	-10,8	135	55	-10,258	0,840	0,582	0,605	178	104
0,025	F_3	176	-10,8	135	54	-10,224	0,783	0,559	0,510	148	238
0,05	F_3	172	-14	138	54	-10,140	0,422	0,282	0,275	145	125
0,075	F_3	167	-15	159	48	-10,036	0,128	0,092	0,115	0,3	42,5
0,1	F_3	89	-27	—	36	-10,012	0,048	0,036	0,065	-1,9	38,7
0	F_3'	190	-10,8	135	55	-10,140	0,825	0,685	0,605	178	104
0,025	F_3'	184	-10,8	147	54	-10,170	0,804	0,634	0,510	148	238
0,05	F_3'	166	-14	156	54	-10,064	0,436	0,372	0,275	11,5	125
0,075	F_3'	184	-17	157	50	-0,016	0,130	0,114	0,115	0,3	42,5
0,1	F_3'	53	-24	—	44	-0,004	0,042	0,038	0,065	-1,9	38,7

Таблица 4

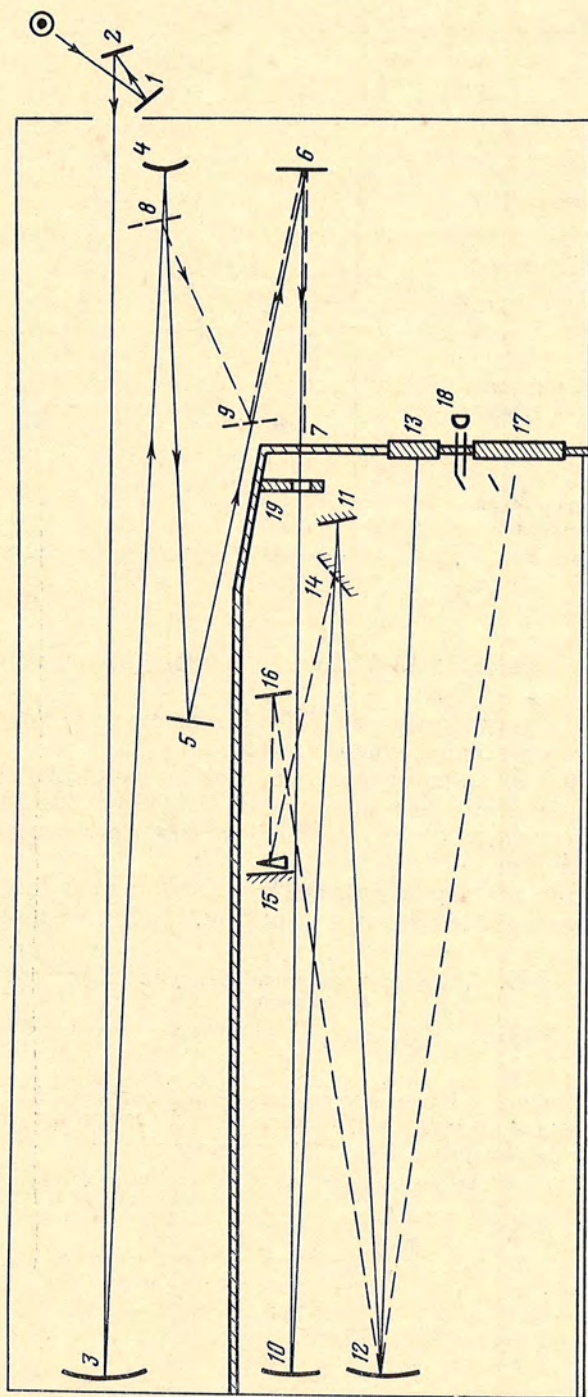
$\Delta\lambda, \text{Å}$	Функция	$h_1, \text{км}$	$h_2, \text{км}$	l_1	l_2	S_1	S_2	$\frac{S_2-S_1}{r_v}$	$r_{\text{ЭКСП}}$	h (по [8])	l (по [8])
$\lambda 4808 \text{ Fe I}$						$\int_{-\infty}^{+\infty} F_5 d \lg \tau_0 = 0,94$					
0	F_3	91	-17	74	41	(-10,098	0,446	0,348	0,300	25	7,4
	F_4	86	-02	69	69	0,140	0,426	$\frac{0,434}{1-(S_1+S_2)}$	0,300		

пеществившим расчеты на ЭВМ, и З. А. Щербаковой за помощь в вычислениях и оформлении статьи. Автор благодарен также Д. Н. Рачковскому за полезное обсуждение различных аспектов затрагиваемых здесь вопросов.

Декабрь 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. C. Pecker. Ann. d'Astrophys., 1951, 14, 115, 383.
2. A. Unsold. Physik der Sternatmosphären, 2-nd ed. Berlin, Springer, 1955.
3. G. Elste. Z. Astrophys., 1955, 37, 184.
4. E. A. Gussmann. Z. Astrophys., 1967, 65, 456.
5. В. В. Соболев. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М., ГТТИ, 1936.
6. E. M. Avrett, D. G. Hummer. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1965, 130, 295.
7. M. Minnaert et al. Photometric Atlas of the Solar Spectrum. Amsterdam, 1940.
8. В. Г. Буславский. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1969, 39, 317.
9. L. Goldberg, E. A. Muller, L. H. Aller. Astrophys. J. Suppl., 1960, 5, N 1.
10. J. R. W. Heintze, H. Hubenet, G. de Jager. Bull. Astron. Netherl., 1964, 17, 442.
11. Э. Е. Дубов. Дисс., Крымская астрофиз. общ., 1967.
12. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1969, 39, 275.
13. R. G. Athay. Astrophys. J., 1963, 138, N 3, 680.
14. J. C. Pecker, R. N. Thomas. Observatory, 1968, 88, N 964, 115.

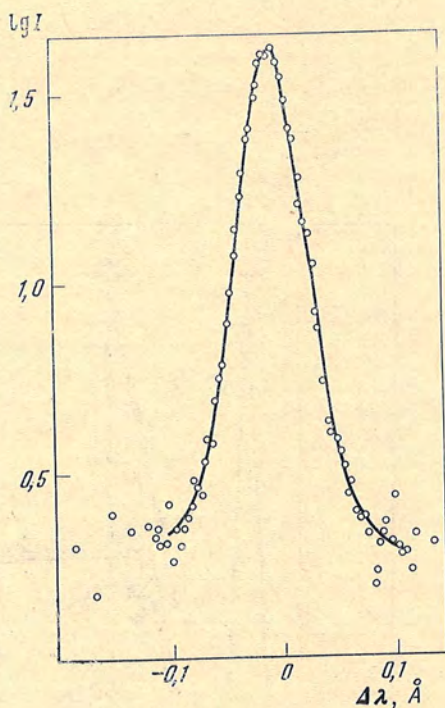


Фиг. 1. Оптическая схема горизонтального солнечного телескопа

1 — целостатное зеркало, $d = 220$ мм; 2 — дополнительное зеркало, $d = 220$ мм; 3 — главное вогнутое сферическое зеркало, $f = 12$ м, $d = 320$ мм; 4 — выпуклое касетровое зеркало, увеличивающее фокус до 32 м; 5, 6 — плоские зеркала; 7 — щель спектрографа; 8, 9 — плоские зеркала, которые можно ставить вместо зеркал 4 и 5 при наблюдении с фокусом 12 м; 10 — коллиматорное зеркало спектрографа, $f = 7$ м, $d = 200$ мм; 11 — дифракционная решетка, 600 штр/мм, 120×80 мм, концентрация света для $\lambda\lambda 4500-7100$ Å во II порядке (в $\lambda\lambda 4300-5500$ Å в V порядке (в $\lambda\lambda 800$ Å 62% света); 12 — камерное зеркало, $f = 7$ м, $d = 300$ мм; 13 — касета 130×180 мм; 14 — решетка-эшелле, 50 штр/мм, 110×80 мм, концентрация света в 30–60 порядках (λ 6500 Å в 30 порядке, λ 3900 Å в 56 порядке); 15 — разделительный элемент, состоящий из призм с преломляющим углом 7 и решетки 50 штр/мм. Направление дисперсии разделительного элемента перпендикулярно направлению дисперсии эшелле. Назначение элемента — разделять наложенные порядки, даваемые эшелле, разнося их по высоте; 16 — касета 180×240 мм; 17 — плоское зеркало; 18 — окулярная система, позволяющая видеть область $H\alpha$ при закрытой касете; 19 — барабан со стеклинными светофильтрами для разделения порядков решетки.



Фиг. 2. Изменение сагиттального и меридионального фокуса решетки с углом поворота решетки φ



Фиг. 3. Инструментальный контур спектрографа с дифракционной решеткой

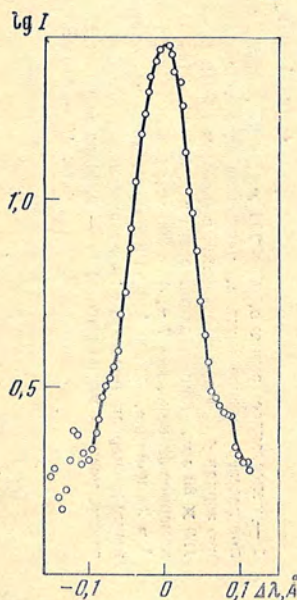
IV порядок, красная область, светосила 1 : 135, ширина щели 0,2 мм

светосилы $d/f = 1 : 135$ составляет 0,046 Å (фиг. 3), а для $d/f = 1 : 55$ — 0,035 Å.

Решетка-эшелле ранее была установлена на БСТ. Описание и ее теория даны в [1]. На ГСТ эшелле стоит по несколько иной схеме.

Спектр от $\lambda 6700$ до $\lambda 3500$ Å/мм получается в виде 36 полосок с дисперсией в красной части 0,56 Å/мм и в фиолетовой ($\lambda 3960$) 0,30 Å/мм. Инструментальный контур при $d/f = 1 : 55$ в красной части имеет величину 0,06 Å, в зеленой — 0,045 Å (фиг. 4).

Довольно большой астигматизм эшелле компенсировался астигматизмом противоположного знака, даваемым камерным зеркалом. Практически эта

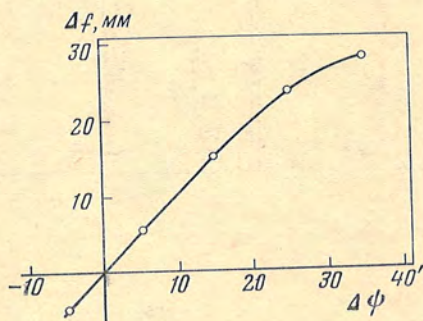


Фиг. 4. Инструментальный контур спектрографа с эшелле

Красная область, светосила 1 : 55, ширина щели 0,09 мм

Фиг. 5. Изменение стигматической разности $\Delta f = f_{\text{мерид}} - f_{\text{сагит}}$ при изменении угла падения пучка на камерное зеркало (ψ) (система с эшелле)

10' соответствует 50 мм в фокальной плоскости



компенсация достигалась подбором угла падения лучей на камерное зеркало (менялось положение зеркала 16 и кассеты 17 (см. фиг. 1)). Об изменении астигматизма всей схемы можно судить по фиг. 5, где за нуль на оси абсцисс принято положение, в котором астигматизм практически отсутствует.

Рассеянный свет в фокальной плоскости системы с эшелле больше, чем для системы с решеткой, в основном из-за наличия разделительного элемента. В центральной части поля он достигает 5%, спадая у краев до 1%. При рабочих экспозициях 0,2 — 1^с этот рассеянный свет находится в пределах колебания вуали пластинки, и его можно определить лишь при экспозициях 3—5^с.

Фотографирование эшеллевого спектра ведется как на пластинках, так и на широкой пленке. Размер кадра 180 × 240 мм. Используются пластинки Ilford HP-3, WP-4 ORWO и аэрофотопленка тип 15-800. Экспозиции 0,2—1^с.

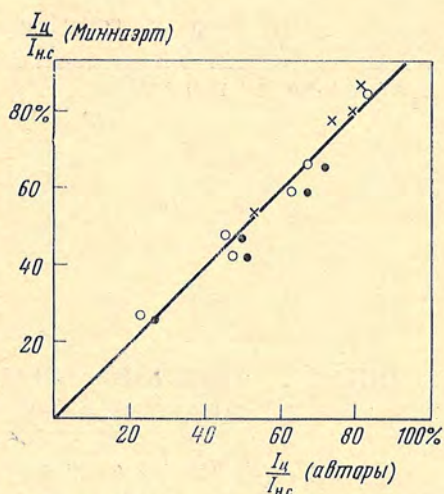
О качестве спектров, получаемых с эшелле, можно судить по результатам сравнения остаточных интенсивностей линий по нашим измерениям и [2]. Как видно на фиг. 6, остаточные интенсивности практически совпадают.

За время работы ГСТ (с августа 1966 г.) получен обширный материал наблюдений — спектры вспышек, выбросов, «усов», полосок непрерывной эмиссии, пятен.

С дифракционной решеткой ведутся ежедневные визуальные измерения магнитных полей пятен.

Авторы благодарны А. Б. Северному и Н. В. Стешенко за большую и постоянную помощь в решении научных и организационных вопросов, возникавших при строительстве, исследовании и эксплуатации телескопа. Свою искреннюю благодарность мы приносим также старшему инженеру А. Ф. Лагутину и механику А. М. Романенко за тот большой труд, который они вложили в изготовление телескопа.

Декабрь 1968 г.



Фиг. 6. Сравнение центральных остаточных интенсивностей по [2] и измерениям авторов

Крестики — область 6560 Å, точки — область 4860 Å, кружки — область 4860 Å с учетом рассеянного света

Литература

1. А. Б. Северный, Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Астрон. ж., 1960, 37, 23.
2. M. Minnaert, G. F. W. Mulders, J. Houtgast. Photometric Atlas of the Solar Spectrum. Amsterdam, 1940.

ОЦЕНКА ПОТОКОВ γ -КВАНТОВ С ЭНЕРГИЕЙ $5 \cdot 10^{12}$ эв
ОТ НЕКОТОРЫХ НЕБЕСНЫХ ОБЪЕКТОВ

Б. М. Владимирский, А. А. Степанян

Приведены результаты оценки для ряда объектов потоков γ -квантов с энергией $E \geq 5 \cdot 10^{12}$ эв, связанных с тормозным излучением и обратным комптоновским рассеянием релятивистских электронов. Для остатков вспышек сверхновых типа I потоки составляют 10^{-11} — 10^{-13} см $^{-2}$ ·сек $^{-1}$, для остатков вспышек типа II и некоторых радиогалактик — 10^{-13} — 10^{-16} см $^{-2}$ ·сек $^{-1}$. Оценивается вероятность обнаружения источника γ -квантов, связанного со вспышками сверхновой, новой и эруптивной звезд. Если для наблюдения γ -квантов использовать технику счета черенковских вспышек, реально возможна возможность обнаружения вспышки γ -излучения для близко расположенной новой (<1000 нс) и для эруптивных звезд (<30 нс).

AN ESTIMATION OF HIGH-ENERGY γ -RADIATION FLUXES FROM SOME COSMIC OBJECTS, by B. M. Vladimírsky, A. A. Stepanyan. — γ -quantum fluxes with energies $\geq 5 \cdot 10^{12}$ ev originating from the bremsstrahlung and inverse Compton effect of high-energy electrons are estimated for several cosmic objects. These fluxes are 10^{-11} — 10^{-13} cm $^{-2}$ sec $^{-1}$ for the remnants of the outbursts of Type I supernovae and 10^{-13} — 10^{-16} cm $^{-2}$ sec $^{-1}$ for those of Type II and some radiogalaxies. The detection probability of the high-energy γ -ray sources associated with the bursts of supernovae, novae and eruptive stars is estimated. It is possible to detect a γ -ray burst for the near novae (<1000 ps) and eruptive stars (<30 ps) using the technique of Cerenkov flash count for γ -quantum observations.

1. В настоящее время важная роль космических лучей (к.л.) в Галактике и Метагалактике общеизвестна, однако вопрос об их источниках пока окончательно не решен. В свое время предполагалось, что источниками к.л. являются объекты с синхротронной эмиссией в видимой области и в радиодиапазоне. Считалось, что соотношение между электронной и ядерной составляющими к.л. всегда такое же, как существующее в солнечной системе. Поэтому регистрация синхротронного излучения релятивистских электронов, казалось бы, дает возможность наблюдать к.л. на больших расстояниях, т. е. наблюдать сами источники к.л. Однако, как выяснилось, соотношение между плотностью энергии электронов и ядер может, по-видимому, варьировать в очень широких пределах. Оказалось, что электронная компонента к.л., наблюдаемая на Земле, имеет в основном первичное происхождение — электроны ускорены в каком-то источнике, а не являются продуктами π — μ — e -распадов. Поэтому фактически источники ядерной компоненты к.л. остаются неизвестными. Нельзя исключить такую возможность, что в объектах, которые сейчас считаются источниками к.л., на самом деле ускоряются в основном электроны, а эффективность ускорения протонов и ядер мала.

Существует, однако, другой путь обнаружения протонов и ядер высокой энергии в удаленных объектах: регистрация γ -квантов распада π^0 -мезонов, образующихся, в свою очередь, при взаимодействии ядерной

компоненты к.л. с ядрами атомов водородной плазмы. Если в некотором объекте (туманность — остаток вспышки сверхновой) плотность ускоренных протонов и ядер существенно превышает среднегалактическую, то из этой области должен идти поток γ -квантов, который в принципе может быть зарегистрирован.

Электроны высокой энергии также могут быть причиной появления таких γ -квантов благодаря двум процессам: рассеянию на фотонах с энергией ~ 1 эв (так называемый обратный комптон-эффект) и тормозному излучению.

Одним из наиболее эффективных способов обнаружения γ -излучения от астрофизических объектов является метод счета черенковских вспышек широких атмосферных ливней, создаваемых γ -квантами высокой энергии в атмосфере Земли. Минимальная энергия γ -квантов, которые могут быть зарегистрированы таким способом, составляет обычно $10^{12} - 10^{13}$ эв, а поток, который еще может быть обнаружен, — примерно 10^{-11} кв.см $^{-2}$.сек $^{-1}$.

2. Как известно из энергетических и некоторых других соображений, вспышки сверхновых являются наиболее вероятными событиями, при которых генерируются к. л. Плотность ядерной компоненты к. л. в туманности — остатке вспышки (сначала очень высокая) — должна падать со временем. Поскольку поток γ -квантов, образованных при взаимодействии к.л. с веществом оболочки сверхновой, пропорционален произведению плотности ядерной компоненты к. л. на концентрацию газа, максимального выхода γ -квантов следует ожидать на начальном этапе образования туманности. Поэтому имеют смысл наблюдения сравнительно «молодых», близко расположенных объектов этого типа. Из известных в настоящее время остатков вспышек сверхновых [1] таким «молодым» объектом является Cas A, расстояние до которой, однако, велико (3,4 кпс).

Численные оценки могут быть сделаны для процессов, связанных с наличием в объектах этого типа электронов высокой энергии. В настоящее время нет сомнений, что электроны с энергией $> 5 \cdot 10^{12}$ эв присутствуют по крайней мере в некоторых из туманностей — остатков вспышек сверхновых I типа. Об этом свидетельствует, в частности, обнаружение рентгеновского излучения от такого источника, как Tau A (Крабовидная туманность), имеющего синхротронную природу [2].

Поток γ -квантов с энергией $\geq E$ при столкновении ультрарелятивистских электронов энергии E с «тепловыми» квантами $h\nu \approx 1$ эв может быть оценен из очевидного соотношения

$$n(\geq E_0) \approx \frac{V}{4\pi R^2} \int_{E_0}^{\infty} N(E) n(h\nu) \sigma c dE, \quad (1)$$

где $N(E)$ и $n(h\nu)$ — концентрации соответственно электронов и фотонов, V — объем, занятый электронами, R — расстояние до источника, а c — скорость света. При рассеянии фотон получает энергию порядка энергии электрона E . Согласно [3, 4] при условии $Eh\nu \gg 2,5 \cdot 10^{11}$ (эв) 2 выражение для сечения имеет вид

$$\sigma = \sigma_T \frac{3}{8} \frac{(mc^2)^2}{Eh\nu} \ln \left[\frac{2Eh\nu}{(mc^2)^2} \right],$$

где $\sigma_T = 6,7 \cdot 10^{-25}$ см 2 — томсоновское сечение. Подставляя значения констант и интегрируя имеем

$$n(> E_0) = 2,5 \cdot 10^{-16} \frac{KVn(h\nu)}{R^2} \left[\frac{\ln \left[\frac{2h\nu}{(mc^2)^2} E_0 \right]}{\gamma E_0^\gamma} + \frac{1}{\gamma^2 E_0^\gamma} \right].$$

Здесь K и γ — соответственно коэффициент пропорциональности и показатель дифференциального энергетического спектра электронов.

Выход квантов от тормозного излучения оценивается из того же соотношения (1), где плотность квантов заменяется на среднюю плотность плазмы во всем объеме V . При условии, что энергия электронов превышает величину $137 m_0 c^2 Z^{1/3} \approx 70 \text{ Мэв}$, сечение не зависит от энергии электрона, но зависит от энергии испускаемого кванта $E_{\text{кв}}$ [3]:

$$\sigma(E_{\text{кв}}) = 4\sigma_0 Z^2 \ln(183Z^{-1/3}) \frac{dE_{\text{кв}}}{E_{\text{кв}}},$$

$$\sigma_0 = 5,8 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2, \quad Z = 1.$$

Если использовать значения K и γ из [2], для потока γ -квантов от этих двух процессов получаются следующие величины:

$$\left. \begin{array}{l} \text{SN, 1054 г. (Крабовидная туманность)} \\ \text{SN 1572 г. (Тихо Браге)} \\ \text{SN 1604 г. (Кеплера)} \end{array} \right\} \begin{array}{l} 10^{-11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}, \\ 10^{-13} - 10^{-14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}. \end{array}$$

Два других объекта этого типа почти совершенно не изучены (SN 1230 и SN 1006). Оценки, конечно, довольно грубые, так как даже для SN 1054 г. одна только неопределенность в расстоянии может изменить результат в три раза. Для Крабовидной туманности полученная величина потока согласуется с оценкой [5], сделанной из несколько иных соображений. Существенно отметить, что вариации распределения яркости в центральной части туманности (повторяющиеся выбросы) могут указывать на переменность этого источника с характерным временем $\sim 5 \cdot 10^6 \text{ сек}$.

Остатки сверхновых II типа могут быть источниками γ -квантов рассматриваемой энергии от электронов, если допустить, что электроны $E > 5 \cdot 10^{12} \text{ эв}$ «выжили» после взрыва. В отличие от остатков вспышек сверхновых I типа, в данном случае нет оснований предполагать, что звезда внутри туманности остается активной. Сильнейший источник радиоизлучения Cas A (SN 1700 г.) дает, однако, очень малый поток: $\sim 10^{-13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Некоторые из объектов этого типа, перечисленных в [1], по-видимому, дают еще меньшие потоки.

При оценке потока от внегалактических источников приходится считаться с поглощением γ -квантов в межгалактической среде [6, 7]. Поглощение связано с образованием пар e^+ , e^- при взаимодействии фотон — фотон. В диапазоне энергий γ -квантов $10^{12} - 10^{13} \text{ эв}$ сечение образования пар достигает заметной величины для фотонов с энергией $\sim 1 \text{ эв}$. Ослабление потока будет существенным на расстояниях, превышающих несколько сот Mpc . Оценки, сделанные с использованием (1) для нескольких радиогалактик, лежат в пределах от $10^{-16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ (Лебедь А) до $10^{-12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ (голубой выброс в NGC 4486 — Дева А).

3. По современным представлениям [4] основная доля к.л. образуется во время вспышек сверхновых II типа и в какой-то мере во вспышках новых. Имеющиеся данные наблюдений (генерация к.л. в период развития солнечных вспышек, регистрация всплесков радиоизлучения эруптивных звезд и т. п.) дают основания для предположения о том, что в принципе в любом вспышечном процессе могут образоваться к.л. Во всех случаях ускорения происходят в плазме и неизбежно возникает γ -излучение распада π^0 -мезонов. В связи с этим интересно оценить ожидаемый поток γ -квантов от вспышек разных объектов. Будем исходить теперь из того, что энергия, содержащаяся в к. л., того же порядка, что и кинетическая энергия оболочки вспыхивающей звезды.

$$E_{\text{к.л.}} = \frac{1}{2} a M v^2, \quad (2)$$

где M — масса оболочки, а v — ее скорость, $a = 0,1 \div 0,3$. Далее, путь, проходимый частицами к.л. в плазме (в $g \cdot \text{см}^{-2}$), пусть будет X_0 . Величина

X_0 , как следует из данных о зарядовом спектре первичных к.л., не может быть заметно больше 1 г.см^{-2} . С другой стороны, она не может быть и существенно меньше этой величины [8]. Это обстоятельство облегчает получение численных оценок. Имеем

$$M = \frac{4}{3} \pi r^3 \bar{\rho}, \quad X_0 = b \rho r. \quad (3)$$

Здесь b — отношение пути, проходимого частицей в веществе, к «толще» $\bar{\rho} r$ ($\bar{\rho}$ — плотность, а r — радиус оболочки). Выразим теперь число взаимодействий $N_{pp} = n_p n_0 \sigma c V$ через (2), (3). Здесь, как и прежде, n_0 — плотность атомов вещества среды (плазмы), n_p — концентрация частиц к.л., а $V = 4/3 \pi r^3$ — объем оболочки. Под массой оболочки подразумевается масса, в которой находятся ускоренные частицы. Получим

$$N_{pp} = \frac{a M v^2}{2 \bar{E}} \sigma c N \frac{X_0}{b} \sqrt{\frac{4 \pi X_0}{3 b M}}. \quad (4)$$

Здесь N — число Авогадро, а $\bar{E}$ — средняя эффективная энергия космических частиц, которую можно, не сделав большой ошибки, положить $\bar{E} = 10^9 \text{ эв}$. Наиболее вероятное значение скорости v для вспышек любого масштаба составляет 10^8 см.сек^{-1} . После подстановки констант и указанных значений параметров

$$N_{pp} = 6 \cdot 10^{27} \frac{a}{b} \sqrt{\frac{X_0^3 M}{b}}.$$

Предположим далее, что спектр ускоренных частиц в области $10^9 - 10^{14} \text{ эв}$ такой же, как и регистрируемый на Земле. Такое предположение вряд ли справедливо для всех случаев, но поскольку спектр в Галактике — средний спектр по всем источникам, то естественно провести оценки именно для такого вида спектра. В этом случае, как легко получить из расчетов [9], на каждое взаимодействие образуется $5 \cdot 10^{-8}$ квантов с энергией $> 5 \cdot 10^{12} \text{ эв}$. Тогда общий поток N_γ γ -квантов с энергией выше указанной

$$N_\gamma(E > 5 \cdot 10^{12} \text{ эв}) = 3 \cdot 10^{20} \frac{a}{b} \sqrt{\frac{X_0^3 M}{b}}. \quad (5)$$

Предельный поток γ -квантов с $E > 5 \cdot 10^{12} \text{ эв}$, который можно обнаружить методом счета черенковских вспышек, как упоминалось, составляет примерно $I_{пр} = 5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Задавшись предельным потоком, нетрудно теперь найти предельное расстояние, на котором можно обнаружить γ -лучи от вспышки. Используя (5), получим

$$R_{пр} = \sqrt{\frac{N_{пр}}{4 \pi I_{пр}}} = 7 \cdot 10^{14} a^{1/2} b^{-3/4} X_0^{3/4} M^{1/4}. \quad (6)$$

Как уже упоминалось, $a \approx 0,1$, $X_0 = 1$. Принимая $b = 100$, найдем $R_{пр}$, выраженное в парсеках:

$$R_{пр} = 2 \cdot 10^{-5} M^{1/4}.$$

В таблице приводятся предельные расстояния и возможное число зарегистрированных эффектов на Земле в год для разных типов звезд. В двух последних графах содержатся оценки напряженности магнитного поля H в предположении равенства плотностей энергии поля и кинетической энергии макроскопических движений ($\rho v^2 \approx H^2/4\pi$) и величины критического импульса частицы pc ($pc_{кр} = 300 \text{ Hr}$), т. е. импульса, который соот-

Тип звезды	Параметр				
	Масса оболочки, г	$R_{пр}$, пс	Возмож- ное число событий в год	H , гс	$r_{кр}$, эв
Сверхновые	10^{34}	7000	0,01	$3 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{19}$
Новые	10^{30}	1000	1,00	0,3	$1 \cdot 10^{18}$
Эруптивные	10^{25}	30	100	10	$6 \cdot 10^{16}$

ветствует радиусу кривизны траектории частицы, равному размеру оболочки. Видно, что для эруптивных звезд размеры оболочки, возможно, недостаточны для удержания частиц с $E \sim 10^{14}$ эв, хотя для первых двух классов объект мал по сравнению с размером оболочек.

4. Сделанные оценки позволяют заключить, что потоки γ -квантов, связанные с присутствием в источнике электронов больших энергий, как правило, малы, и, видимо, только для Крабовидной туманности ожидаемый поток порядка предельно обнаружимого потока. С другой стороны, оценка предельных расстояний и возможного числа наблюдаемых эффектов для вспышек (см. таблицу) показывает, что имеется достаточное количество объектов, наблюдение которых может привести к обнаружению излучения. Сопоставление потока γ -излучения с другими характеристиками объекта (например, радиоизлучением) позволит решить вопрос о наличии (или отсутствии) в нем ядерной компоненты к.л.

Декабрь 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. A. Poveda, L. Woltjer. Astron. J., 1968, 73, 65.
2. И. С. Шкловский. Сверхновые звезды. М., изд-во «Наука», 1966.
3. С. З. Беленький. Лавинные процессы в космических лучах. М., 1948.
4. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский. Происхождение космических лучей. М., 1963.
5. K. J. Gould. Phys. Rev. Lett., 1965, 15, 577.
6. А. И. Никишов. ЖЭТФ, 1961, 41, 549.
7. R. J. Gould, G. P. Schreder. Phys. Rev., 1967, 155, 1408.
8. K. Kristiansson. Ark. Fysik, 1964, 35, nr 37, 513.
9. F. W. Stecker, S. Tsuruta, G. G. Fazio. Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. rep., N 259.

КАТАЛОГ ВСПЫШЕК С КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ, ПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛЯРНОЙ ШАПКЕ И ВСПЛЕСКИ СОЛНЕЧНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В САНТИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ

Л. С. Л е в и ц к и й

На основании детального анализа материала по минимальным частотам отражения радиоволн ($f_{\min}$), полученного на многих высокоширотных ионосферных станциях как в северной, так и в южной полярных шапках, а также на основании данных о солнечных протонах, опубликованных в доступной нам литературе до конца 1966 г., составлен каталог вспышек космических лучей (к. л.) от Солнца с энергией от нескольких Мэв до десятков Бэв за период 1859—1964 гг. Каталог включает около 300 случаев возрастания интенсивностей солнечных к. л., а также сведения о хромосферных вспышках, радиовсплесках и геомагнитных бурях, связанных с этими событиями.

Рассматривается связь возрастных интенсивности к. л. от Солнца с геомагнитными бурями с SC, радиовсплесками в диапазоне 3—10 см, а также распределение протонных вспышек и всплесков радиоизлучения по годам цикла солнечной активности отдельно для северной и южной полусфер Солнца. Делается заключение, что: а) генерация протонов с энергией ≥ 10 Мэв имеет место, по-видимому, во всех хромосферных вспышках; б) существует зависимость между потоком протонов, генерированных во вспышке, и энергией (и интенсивностью) соответствующего ей радиовсплеска на сантиметровых волнах; в) корреляция между потоком к. л. и радиоизлучением ($\lambda 3-10$ см) нарушается, когда Земля находится в экваториальной зоне $\pm 2^\circ$ гелиошироты; г) число малых ($> 0,1\%$) вспышек к. л. на уровне моря, по-видимому, не превышает нескольких сот за один солнечный цикл.

A LIST OF PROTON FLARES, POLAR CAP ABSORPTIONS AND SOLAR MICROWAVE RADIO BURSTS, by L. S. Levitsky.— The observational data of the lowest radiowave reflection frequency ($f_{\min}$) at the ionospheric stations of the Northern and Southern Polar Caps have been analyzed. As a result of this analysis and the study of some published data (up to 1966) a list of solar proton events with the particle energies from several Mev to several Bev has been compiled for the period 1859—1964. The list contains about 300 cosmic ray effects as well as the information on the flares, radiobursts and magnetic storms associated with these events. The dependence of solar proton events on microwave radiobursts and SC magnetic storms is considered.

The distribution of proton flares and radiobursts in solar cycles has been investigated for the Northern and Southern solar hemispheres separately. The conclusion in 1) the generation of the protons with energy ≥ 10 Mev, apparently, takes place in all chromospheric flares; 2) there is a dependence of the proton flux generated in the flare on the energy (or intensity) of a microwave radioburst of the same flare; 3) the correlation between the cosmic ray flux and the radioburst ($\lambda 3-10$ cm) is broken when the Earth is in the equatorial zone of the Sun ($\pm 2^\circ$ heliolatitude); 4) the amount of small ($> 0,1\%$) cosmic ray bursts at sea-level, apparently, does not exceed several hundred events per one solar cycle.

§ 1. Каталог вспышек солнечных космических лучей

В последние несколько лет было установлено, что Солнце является источником космических лучей (к. л.) в большом диапазоне энергий (от нескольких Мэв до десятков Бэв). К настоящему времени накоплен обширный

Список станций

Станция	Географическая широта	Географическая долгота	Геомагнитная широта	Период, для которого имелись данные $f_{\min}$
Thule	76°33'N	68°50'W	88°03'N	VII-57—XII-59
Eureka	80 00 N	85 56 W	86 31 N	VII-57—I-59
Alert	82 33 N	62 35 W	85 49 N	VIII-57—XII-58
Resolute	74 41 N	94 55 W	82 9 N	VII-57—XII-64
Clyde	70 27 N	68 33 W	81 9 N	X-57—X-58
Godhavn	69 15 N	53 30 W	79 8 N	VII-57—X-59
Frobisher Bay	63 45 N	68 34 W	75 3 N	IX-57—I-59
Baker Lake	64 18 N	96 05 W	73 7 N	VII-57—II-59
Б. Тихая (о-в Хейса)	80 18 N	52 48 E	71 05 N	I-57—XII-63
СП-7	—	—	>70 N	VII-57—XII-58
Narsarsuag	61 11 N	45 25 W	71 2 N	VIII-57—XII-59
Fletchers Ice	81 5 N	106 5 W	>70 N	VII-57—XII-58
Reykjavik	64 08 N	21 47 W	70 2 N	VII-57—I-60
Восток	78 27 S	116 52 E	89 58 S	III-58—XII-60
Scott Base	77 51 S	166 45 E	78 59 S	VII-57—XII-60
Pole Station	90 S	—	77 30 S	VII-57—XII-59
Wilkes	66 15 S	110 31 E	78 08 S	VII-57—XII-59
Мирный	66 34 S	92 55 E	77 00 S	I-57—XII-62
Cape Hallett	72 18 S	170 18 E	74 06 S	VII-57—XII-60; I—XII-63
Little America	78 11 S	162 10 W	74 02 S	VII-57—XII-59
Byrd Station	80 00 S	120 00 W	70 36 S	VII-57—XII-59

материал по солнечным протонам, зарегистрированным как прямыми методами (на станциях космических лучей на уровне моря, шарах-зондах, ракетах и спутниках), так и косвенными, главным образом на основании наблюдений за поглощением коротких радиоволн в полярной шапке на геомагнитных широтах $>70^\circ$ (Polar Cap Absorption или кратко PCA). К ним в основном относятся наблюдения на риометрах и ионосферных станциях ($f_{\min}$), а также измерения рассеянных отражений от D -слоя ионосферы на фиксированной частоте.

Многие авторы в своих исследованиях приводят списки вспышек солнечных к.л. [1—17]. Но эти списки содержат в основном лишь наиболее заметные эффекты и составлены, как правило, для ограниченного периода времени. Наиболее полные данные о слабых эффектах в PCA (которым соответствуют малые потоки солнечных протонов) за период с июля 1957 г. по декабрь 1959 г. приведены А. С. Дворяниным [11—12], а за 1960 г. — Григори [15], который использовал очень чувствительный метод рассеянных отражений на фиксированной частоте. Эти исследования показали, что слабые эффекты PCA столь же реальны, как и сильные. Этот вывод полностью подтвердился современными измерениями на спутниках и ракетах.

Нами предпринята попытка составления наиболее полного каталога вспышек к.л., в котором были бы отражены все основные свойства PCA. При составлении каталога были использованы сведения об эффектах PCA, опубликованные в доступной нам литературе до конца 1966 г. Кроме того, за период с января 1957 г. по декабрь 1963 г. мы располагали данными о минимальных частотах отражения коротких радиоволн ($f_{\min}$), полученными на многих высокоширотных ионосферных станциях как в северной,

так и в южной полярных шапках. Этот материал был получен из Мирового центра данных (МЦД) Б-2. В табл. 1 приведен список ионосферных станций и указаны соответствующие временные интервалы, для которых данные по $f_{\min}$ были использованы при составлении каталога. Детальный анализ этих данных позволил нам заново пересмотреть все известные эффекты РСА. При этом были проверены и в ряде случаев уточнены времена начала РСА, а также связь с хромосферной вспышкой. Кроме того, обнаружено несколько новых слабых возрастаний $f_{\min}$, не отмечавшихся другими авторами (28.III, 5.V, 30.V, 19.VII, 9.IX, 15.XII 1957 г., 30.VI 1958 г., 6.II, 8.III, 2.VII, 19.IX 1959 г.).

Следует отметить, что почти для всех слабых РСА, обнаруженных Григори в 1960 г. при помощи очень чувствительного метода [15], нами найдены соответствующие возрастания $f_{\min}$. Этот факт дает некоторую уверенность в том, что материал по $f_{\min}$, проанализированный по данным многих высокоширотных станций в обеих полярных шапках, позволяет сравнительно хорошо обнаруживать слабые возрастания, и следовательно, в каталоге довольно полно представлены все малые эффекты РСА за период 1957 — 1963 гг.

Каталог дополнен данными о вспышках солнечных к.л., которые наблюдались до 1957 г. Эффекты РСА с 1938 г. по 1956 г., выявленные по $f_{\min}$ в полярной ионосфере, взяты из работ А. С. Беспрозванной [6] и Малитсон [16]. События до 1938 г., а также некоторые в период 1938—1949 гг., взяты из [18]. В [18] было установлено, что в тех случаях, когда амплитуда внезапного начала геомагнитной бури (SC) выше минимального порога, определенного для данной среднеширотной, геомагнитной станции, эта буря, как правило, вызвана хромосферной вспышкой, генерирующей к.л. В [4] также отмечалось, что амплитуда SC для бурь, сопровождавшихся РСА, в среднем больше, чем для бурь без РСА. Эта закономерность дала возможность авторам [18] по известным амплитудам SC с большой степенью вероятности выявить около 50 случаев увеличения интенсивности солнечных протонов, начиная с 1882 г.

Составленный нами каталог вспышек солнечных к.л., содержащий данные почти за 100 лет, приведен в табл. 2. Почти для всех событий РСА за период 1953—1964 гг. указаны величина поглощения в децибелах (в максимуме эффекта РСА) и поток протонов с энергией > 10 Мэв, необходимый для создания наблюдаемого поглощения. Эти данные для всех ярко выраженных РСА (с величиной поглощения > 2 дб) взяты из [17]. Но для слабых РСА в литературе очень редко приводится величина поглощения. Используя эти сведения о величине поглощения для слабых РСА и сравнивая их с соответствующими данными по $f_{\min}$, мы смогли грубо оценить величину поглощения в децибелах для всех слабых РСА. От величины поглощения можно перейти к потоку протонов на основании графиков, приведенных в [17].

В табл. 2 приведены также данные о хромосферных вспышках, связанных с РСА, и радиовсплесках, которыми они сопровождались (время начала для $\lambda 3 - 10$ см [19—21]). Цифрой IV отмечены радиовсплески IV типа, в основном по данным [20—23]. В этой же таблице указаны дата и время начала SC геомагнитной бури, связанной с РСА. Сведения о SC брались по магнитограммам, полученным в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР, а также из [21].

В табл. 3 приведены все известные эффекты солнечных к.л., зарегистрированные на уровне моря и имеющие энергию > 1 Бэв. Указаны связанные с ними хромосферные вспышки и амплитуда эффекта.

В табл. 4 включены эффекты солнечных протонов по наблюдениям на баллонах и шарах-зондах [24, 25], но не наблюдавшиеся по поглощению в полярной шапке. Энергия их > 100 Мэв.

Поглощение в полярной шапке (РГА)							Хромосферные			
№ п/п	Год	Дата	Время начала	Длительность, дни	Максимальное поглощение на 30 Мгн, об	Поток протонов ($E > 10$ Мэв) в максимуме, см ² ·сек·стер ⁻¹	Дата	Время		
								начала	конца	
1	1859						1.IX	11 ^h 18 ^m E	11 ^h 25 ^m D	
2	1882									
3										
4										
5										
6	1884									
7	1892						11.VII	11 40 E	13 40 D	
8										
9	1893									
10	1894									
11	1908						10.IX	19 30 E	20 25 D	
12										
13	1918									
14	1919									
15	1921						24.I	17 34 E	20 00 D	
16	1926						25.I	20 E	22 D	
17							22.II	02 33 E	09 36 D	
18							13.X	13 15 E	14 35 D	
19	1927									
20	1928									
21	1929									
22	1936						26.XI	17 49	18 28	
23	1937									
24	1938	16.I		>6			14.I	04 40 E	05 30 D	
25							14.I	04 40 E	05 30 D	
26							24.I	03 00 E	07 50 D	
27		5.IV	22 ^h —06 ^h	3			4.IV	07 56 E	11 15 D	
28		12.IV	4	>3			11.IV	23 10 E	00 48	
29		15.IV	9	5			15.IV	08 32 E	09 50	
30		2.VIII	22—06	3						
31										
32		22.IX		6						
33										
34		28.IX	20	5						
35		8.XII	22—06	3			7.XII	18 11	19 15	
36	1939	15.IV	3	7						
37		22.IV	22—06	7			21.IV	16 33	18 00 D	
38							23.IV	16 00 E	18 00 D	
39		29.IV	18	10			4.V	09 30	12 00 D	
40		10.VIII	19	4						
41	1940	21.III	22—06	>5			10.VIII	15 57 E	18 05 D	
42		27.III	17	8			27.III	17 10 E	17 45 D	

Таблица 2

вспышки				Радио- всплеск. Время начала	Дата и время начала SC	Время запазды- вания относи- тельно начала вспышки	
макси- мума	Балл	Координаты	Номер об- ласти			PCA	SC
03 ^h 34 ^m	3 ⁺	20 N 12 W			2.IX ~04 ^h		17 ^h
					17.IV 23 ^h 30 ^m		
					20.IV 03 36		
					4.VIII 15 48		
					17.XI 10 12		
					2.VII 19 18		
					11.III 22 30		
	3	31 S 32 E			12.VII 17 48		30
					26.IV 16 18		
					28.II 15 12		
	3 ⁺	06 S 18 W			12.VIII 15 18		26
					11.IX 21 48		
					15.VIII 15 51		
					10.VIII 06 50		
	3 ⁺	21 N 04 W }			13.V 13 05		47
	3 ⁺	21 N 17 W }			26.I 16 20		21
	3 ⁺	23 N 10 W			23.II 16 25		38
	3	21 N 05 E			15.X 07 40		31
					22.X 06 40		
					18.X 07 25		
09 40	3	18 N 36 E			11.III 13 55		
					28.XI 23 37		54
					25.IV 15 48		
	2 ⁺	25 N 35 W }			16.I 22 36		65
	3	10 N 45 E }			25.I 11 51		33
	3	21 N 83 W					
	2 ⁺	22 S 30 E				~38 ^h -46 ^h	
	3	25 N 30 E				~5	35
	3	28 N 12 W				~1	22
					13.IV ~10		
17 15 16 15					16.IV 05 47		
					3.VIII 21 35		
					22.VIII 13 53		
					13.IX 18 37		
					27.IX 22 02		
09 35 10 18 16 20	3 ⁺	08 S 10 W			3) X 12 30		
		(10 N 12 E)				~28-36	
	3	27 N 59 E			16.IV 21 27		
	2 ⁺	30 N 28 E			23.IV ~7	~29-37	38
					24.IV 17 36		25
	3 ⁺	12 N 11 E			5.V 20 44		35
	3 ⁺	13 N 43 W			12.VIII 01 39	~3	34
		(12 N 55 E)			24.III 13 48		
	3	12 N 17 W			29.III 16 03	~0	47

Поглощение в полярной шапке (РСА)							Хромосферные			
№ п/п	Год	Дата	Время начала	Длительность, дни	Максимальное поглощение на 30 Мгц, дб	Поток протонов ($E > 10 \text{ Мэв}$) в максимуме, см ² ·сек·стер ⁻¹	Дата	Время		
								начала	конца	
43										
44		20.VI	21 ^h	7						
45	1941	26.II	22—06	5			26.II	13 ^h 17 ^m E		
46		3.VII	22—06	3			3.VII	15 09	20 ^h 40 ^m	
47		18.IX					17.IX	07 35	09 55	
							18.IX	07 04 E	09 07 D	
48	1942	28.II					28.II	11 00 E	15 22 D	
49		7.III								
50	1943									
51	1945									
52	1946	7.II	0	2			6.II	16 28 E	18 38	
53		13.II	14	2						
54		22.III	9	4						
55		27.III	19	4			27.III	04 10 E	07 32	
56										
57		25.VII	17	10			25.VII	16 10 E	20 30	
58		21.IX	19	3			21.IX	11 12 E	11 58 D	
59	1947	13.III	18	6						
60							22.V	18 46 E	19 08 D	
							23.V	12 27 E	13 00	
61										
62		16.VI	15	3						
63		17.VII	0	4			16.VII	02 15 E	02 50 D	
64		9.XI	0	3						
65										
66	1948	5.V	18	7			5.V	11 27 E		
67										
68		14.V	4	3			13.V	06 13 E	07 18 D	
69		21.V	12	3			21.V	11 20	12 15	
70		9.VIII	17	2			9.VIII	10 20 E	11 15 D	
71	1949	23.I	12	4			23.I	01 03	04 11	
72		10.IV	6	8						
73		11.IV	14	4						
74		8.V	0	>3						
75	1949	10.V	22	5			10.V	20 02	22 20	
76		4.VI	15	4			4.VI	16 05	17 37	
77		3.VIII	11	>2						
78		5.VIII	3	6			5.VIII	07 54	10 30	
79		19.XI	12	4			19.XI	10 29 E	12 09 D	
80	1950	2.II	1	4			1.II	22 15 E	24 00 D	
81		21.II	19	4			21.II	10 14 E	11 02	
82		22.II	12	3			21.II	23 38	01 10	
83		27.III	10	3						
84		27.V	8	5						

Таблица 2 (продолжение)

вспышки				Радио- всплеск. Время начала	Дата и время начала SC	Время запазды- вания относи- тельно начала вспышки	
макси- мума	Балл	Координаты	Номер об- ласти			PCA	SC
16 ^h 24 ^m 08 55	2	15 N 09 E			23.V 17 ^h 54 ^m		
	3 ⁺	12 N 03 E			1.III 03 57	~9—17 ^h	63 ^h
	3 ⁺	08 N 08 W			4.VII 03 42	~7—15	
	2 ⁺	12 N 14 W			18.IX ~5		21
	3 ⁺	07 N 05 E (07 N 90 W)			1.III 07 29		19
16 50	3 ⁺	27 N 19 W (26 N 90 W)			25.IX 05 53 13.XII 18 11		
					7.II 10 20	~8	18
					14.II 17 38		
16 27 16 40 11 16	3	19 N 05 E			28.III 06 36	~15	26
	3 ⁺	21 N 16 E			6.V 22 28 26.VII 18 47	~1	27
	2 ⁺	16 N 23 W (22 S 40 W)			21.IX 17 35	~8	
	2 ⁺	23 N 00 E			15.III 08 41		
	2 ⁺	18 N 05 W			24.V 06 45		36
					5.VI 07 26		18
	3	10 N 30 E			17.VII 17 48	~22	40
	2	09 S 47 E			1.XII 08 54	~7	
06 25 11 26	2 ⁺	13 S 20 W			9.V 07 24		
	3 ⁺	11 S 69 W			14.V ~23	~22	41
	2 ⁺	08 S 24 W				~0,5	
	3	23 N 00 E			9.VIII 13 00	~7	
		(24 N 85 E) (24 N 72 E) (17 S 38 E)			24.I 18 27	~11	42
20 11 16 20 16 34	3 ⁺	19 S 08 E			12.V 06 41	~2	35
	2 ⁺	05 N 51 W				— 1	
					02 05		
08 06 10 33	3 ⁺	(20 S 25 W)			3.VIII		
	3 ⁺	21 S 55 W				—5	
	3	03 S 72 W				~2	
	2 ⁺	20 N 79 W				~3	
	3	10 N 14 W				~9	49
23 45		11 N 32 W			23.II ~11	~12,5	35

Поглощение в полярной шапке (РСА)							Хромосферные			
№ п/п	Год	Дата	Время начала	Длительность, дни	Максимальное поглощение на 30 Мгн, об	Поток протонов ($E > 10$ Мэв) в максимум, см ² ·сек ⁻¹ ·стер ⁻¹	Дата	Время		
								начала	конца	
85	1951	34.V	6h	2						
86		7.III	16	9						
87		2.IV	16	8						
88		41.VI		9						
89		43.VI	6	5			13.VI	06h41mE	07h00mD	
90	1953	27.X	8	3			13.VI	06 41 E	09 05 D	
91		2.III	18	3						
92		19.V	19 ^h 30 ^m	2	~1,5	~20				
93		16.I	20	2	~2	~25	16.I	21 30 E	22 20	
94		23.II	04 30	4	13,0	1570	23.II	03 31 E	05 10	
95	1956	10.III		7	3,5	96				
96		41.III	16	4						
97		27.IV	22	2						
98		31.VIII	15	4	4,9	192	31.VIII	12 26	16 30	
99		13.XI	20	2	5,4	240	13.XI	14 30 E		
100	1957	14.XI	16	2			14.XI	10 37	15 00	
101		20.I	15	>4	4,1	135	20.I	11 00	14 17	
102		22.II	4	4	~2,5	~47	21.II	16 05	20 05 D	
103		* 28.II	~1	3	~1,5	~20				
104		2.IV	~21	>0,5	~1,5	~20	2.IV	02 55	04 44	
105		3.IV	~14	>3	3,9	120	3.IV	08 25	10 26	
106		6.IV	~8	4	3,2	80				
107		41.IV	~13	>1,5	~1,5	~20				
108		12.IV	~22	>3	~3	~70	12.IV	18 50	20 10	
109		15.IV	~18	2	~3	~70	15.IV	14 10	14 30	
110		19.IV	~0	4	~2	~25	18.IV	20 25	21 50	
111		5.V	~1	≥4	<1,5	≤10				
112		9.V	~5	2	~1,5	~20				
113		19.V	2	0,5	1	7				
114		30.V	~3	3	~1,5	≤10				
115		19.VI	22 15	>2	~2	~25	19.VI	16 08	16 40	
116		22.VI	05 00	>3	5	203	21.VI	02 36	02 57	
117		24.VI		>4	~3	~70	24.VI	08 43	09 25	
118		28.VI					28.VI	06 58	09 50	
119		1.VII	~0	>2	~2	~25	30.VI	09 24	13 32	
120		3.VII	8	4	9,2	740	3.VII	07 12	11 45	
121		19.VII	~4	3	<1,5	≤10	18.VII	22 34	24 30	
122		24.VII	20 15	2	2	25	24.VII	17 12	20 25	
123		28.VII	12	1	1,5	20	28.VII	09 27 E	11 09 D	
124		3.VIII	~20	3	<1,5	≤10	3.VIII	17 21	17 37	
125		9.VIII	14	3	3,1	76	8.VIII	11 16	12 57	
							9.VIII	02 04	02 37	

Таблица 2 (продолжение)

вспышки				Радио- всплеск. Время начала	Дата и время начала SC	Время запазды- вания относи- тельно начала вспышки	
макси- мума	Балл	Координаты	Номер об- ласти			PCA	SC
	2 ⁺ 3	10 N 18 W } 13 S 67 E }			14.VI ~19 ^h	~0 ^h	36 ^h
03 ^h 42 ^m	3 3 ⁺	33 N 41 W 23 N 79 W		03 ^h 35 ^m IV	17.I 17 ^h 13 ^m 25.II ~3	-1 ~1	47
12 43	3 ⁺ 2 3	15 N 15 E 16 N 10 W 19 S 55 W		12 31 IV 14 31 IV 10 37 IV	2.IX 02 30 14.XI 02 00	~2,5 ~6 ~5,5	38
11 19 19 30	3 3 ⁺	29 S 18 W 20 N 33 W		10 56 IV	21.I 12 55 23.II 18 07 29.III 03 37	~4 12	26 50
02 56 08 35	2 3	16 S 44 W 14 S 60 W		03 01 IV 08 26 IV		~18 ~5,5	
19 20 20 33	3 2 ⁺ 2 ⁺	25 S 73 W 25 N 90 E 32 N 56 E		18 56 IV	15.IV 20 48 17.IV 11 36	~3 ~4 ~3,5	74 45
				00 07 II	21.V 09 10 30.V 08 22		57
16 13	2 ⁺ 2	20 N 45 E 23 N 12 E		16 09 IV 02 31 IV	24.VI 03 40	6 2,5	49
08 50	2 ⁺	22 N 15 W		08 46 IV	25.VI 00 48		16
07 22	3	10 N 27 E	4039	07 17 IV	30.VI 05 30		46
10 25	2 ⁺	10 N 03 W	4039	10 06 IV	2.VII 08 57	~14	48
07 45		14 N 40 W		07 30 IV			
08 40	3 ⁺	10 N 42 W	4039	08 35 IV	4.VII 23 45	1	41
23 06	2	22 S 27 E	4070		22.VII 04 18	~5,5	78
17 37	3	24 S 27 W	4070	18 11 IV	27.VII 20 02	3	75
18 43							
10 50	1 ⁺	32 S 66 W	4070			2,5	
17 23	1	26 N 17 E	4083	17 20 IV	6.VIII 05 09	2,5	60
11 24	2 ⁺	27 N 57 W	4083	11 17	9.VIII 13 45	27	27
02 13	1	26 N 63 W	4083	02 00		12	

Поглощение в полярной шапке (РСА)							Хромосферные			
№ п/п	Год	Дата	Время начала	Длительность, дни	Максимальное поглощение на 30 Мгн, об	Поток протонов ($E > 10$ Мэв) в максимуме, см ² ·сек ⁻¹ ·стер ⁻¹	Дата	Время		
								начала	конца	
126	1958	* 21.VIII	~17 ^h	2,5	<1,5	~10	21.VIII	07 ^h 45 ^m	08 ^h 44 ^m	
127		28.VIII	15	>0,5	<1,5	~10	28.VIII	09 13 E	14 04	
128		28.VIII	~23	>0,5	3,2	80	28.VIII	20 10	20 48	
129		29.VIII	~12	>2	8,2	580	29.VIII	10 31	11 10	
130		31.VIII	13 40	>2	4,9	192	31.VIII	12 57	14 55	D
131		2.IX	15	>1	7,2	440	2.IX	13 13	14 10	
132		3.IX	15	3			3.IX	14 12	16 56	
133		9.IX	13	2	<1,5	~10	9.IX	07 55	08 55	D
134		12.IX	4	1,5	1,5	20	11.IX	02 36 E	07 22	
135		18.IX	20	>0,5	<1,5	~10	18.IX	17 22 E	21 10	
136		19.IX		>2	1,5	20	19.IX	03 50 E	05 55	
137		21.IX	17	3	5,1	214	21.IX	13 30	15 10	
138		26.IX	21	3	2	25	26.IX	19 07	22 02	
139		20.X	20	5	7,8	515	20.X	16 37	18 04	D
140		4.XI	23	2	2,6	52				
141		22.XI	~14		<1,5	~10	22.XI	04 04	04 46	
142		23.XI	~10		<1,5	~10	23.XI	07 50	09 25	
143		24.XI			<1,5	~10	24.XI	08 48	12 02	D
		26.XI	2	1	<1,5	~10				
144		* 15.XII	21	1	<1,5	~10	14.XII	12 45 E	14 50	D
145		16.XII	22	>0,5	<1,5	~10	16.XII	11 25	12 38	
146		17.XII	~11	3,5	1,5	20	17.XII	07 34 E	10 04	
147		28.XII	23	1,5	~2	~25	28.XII	22 29	23 31	
148		25.I	10		<1,5	~10	23.I	09 04	10 53	
							25.I	09 15 E	11 07	D
149		25.I	16	2	<1,5	~10	25.I	12 05	13 33	
150		10.II	0	2	3,2	80	9.II	21 08	23 02	
151		11.III	3	2	~2	~25	10.III	20 24	21 28	
152		14.III	16	2	~3	~70	14.III	14 54	15 41	D
153		20.III	12		~2	~25	20.III	06 56 E	07 06	
154		23.III	15	≥8	3,2	80	23.III	09 47	14 45	
		25.III	12		10	890				
155		31.III	~10	~2	~2	~25	31.III	00 38	01 30	D
156		10.IV	8	3	4,4	153				
157		5.VI	0	>1	~2	~25	4.VI	21 47 E	23 56	
158		6.VI	7	2	~2	~25	6.VI	04 36	06 14	
159		27.VI	12	~3	<1,5	~10	26.VI	02 45 E	05 17	D
160		30.VI	20	3	<1,5	~10				

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

вспышки				Радио- всплеск. Время начала	Дата и время начала SC		Время запазды- вания относи- тельно начала вспышки	
макси- мума	Балл	Координаты	Номер об- ласти				PCA	SC
08 ^h 00 ^m	2 ⁺	24 N 20 E	4112	09 ^h 20 ^m IV	29.VIII	19 ^h 22 ^m	~9 ^h	34 ^h
09 25	3	31 S 33 E	4125				6	
09 55								
20 24	2 ⁺	28 S 30 E	4125	20 18	31.VIII	18 12	~3	56
10 39	2	25 S 20 E	4125	10 36			~1,5	
13 12	3	25 N 02 W	4124	13 03 IV			1	
13 16	2 ⁺	34 S 36 W	4125	12 56 IV	3.IX	03 15	2	38
13 30						10 48		22
14 28	3	23 N 30 W	4124	14 15 I	4.IX	12 59	1	23
08 12	2	12 N 22 E	4134	07 56			5	
03 00	3	13 N 02 W	4134	02 35 IV	13.IX	00 46	25	
17 40	3 ⁺	23 N 08 E	4151	18 14 IV	21.IX	10 04	2,5	46
18 40		20 N 03 E						65
03 55	3	23 N 02 E	4151	03 59 IV				54
04 10								
13 35	3	10 N 06 W	4152	13 30 IV	23.IX	02 35	3,7	37
19 52	3	22 N 15 E	4159	19 27 IV	29.IX	00 16	2	53
16 42	3 ⁺	26 S 45 W	4189	16 46 IV	21.X	22 37	3,5	30
16 47		26 S 35 W						
04 09	2	31 N 28 W	4246	04 06 IV	6.XI	18 20	~10	41
08 02	2	26 N 54 W	4246	07 50 IV			~2	
09 11	3	14 S 37 E	4263	09 00 IV	26.XI	01 53		
11 09		12 S 35 E						
	2 ⁺	18 N 78 E	4314	12 39 IV			32	50
11 40	2	17 N 50 E	4314	11 37 IV			11	
07 37	2	20 N 41 E	4314	07 36 IV	19.XII	09 35	~3,5	
09 07								
22 30	2	25 N 50 W	4321	22 28 IV	31.XII	05 15	0,5	55
09 18	2 ⁺	24 S 45 W	4372	09 10	25.I	10 50		50
10 05	3	23 S 70 W	4372	09 35			1	28
	2	20 S 11 E	4382	12 15 IV			4	
21 42	2 ⁺	12 S 14 W	4404	21 15 IV	11.II	01 25	3	
20 34	2	12 S 50 W	4445				6,5	63
15 07	2	21 S 85 W	4445	14 57 IV	17.III	05 54	1	
	1 ⁻	25 N 57 E	4469	06 34 IV			5	
10 05	3 ⁺	14 S 78 E	4476	10 03 IV	25.III	15 40	5	54
00 52	2	08 S 23 W	4476	00 47 IV			50	
							~9,5	
21 52	2	14 N 58 W	4578	21 39 IV	7.VI	00 45	2,5	51
04 48	2	16 N 78 W	4578	04 34 IV	8.VI	22 42	2,5	66
05 05								
03 06	2 ⁺	10 N 49 E	4623	02 55 IV	28.VI	07 18	33	53

Поглощение в полярной шапке (РСА)							Хромосферные		
№ п/п	Год	Дата	Время начала	Длительность, дни	Максимальное поглощение на 30 Мгц, об	Поток протонов ($E > 10$ Мэв) в максимуме, см ² ·сек·стер ⁻¹	Дата	Время	
								начала	конца
161		7.VII	2h	7	23,7	6700	7.VII	00h20m	04h14m
162		20.VII	~7	2	<1,5	≲10	19.VII	19 05	20 30 D
163		29.VII	4	2	1,5	20	29.VII	02 59	04 08
164		16.VIII	6	3	12,1	1350	16.VIII	04 33	08 31
165		21.VIII	14	2	2	25	20.VIII	00 42	01 28
166		22.VIII	15 30		10,6	1010	22.VIII	14 28	17 17 D
167		26.VIII	1	5	16,6	2800	26.VIII	00 05	01 24
168		14.IX	11	2	<1,5	≲10	14.IX	08 22	10 30
169		22.IX	14	7	5,0	204	22.IX	07 38	09 10 D
170		20—21.X		2	<1,5	≲10	19.X	06 58	08 20
171		22.X		1,5	<1,5	≲10	21.X	23 18	01 27
172		24—25.X		1	<1,5	≲10	24.X	14 32	18 01
173		24.XI	22	1,5	<1,5	≲10	24.XI	16 07	19 07
174		* 16.XII			<1,5	≲10	15.XII	15 35	16 19
175	1959	25.I	~16	≥1	<1,5	≲10	25.I	14 06	14 50
176		26.I	~15	2	~1,5	~20	26.I	10 27	13 15
177		* 6.II		6	<1,5	≲10			
178		13.II	6	4	2,6	52	12.II	23 01 E	25 15
179		* 8.III	~18	6	<1,5	≲10	7.III	17 23 E	17 50 D
								17 33	17 48 D
180		* 25.III	~15	~0,5	<1,5	≲10	24.III	09 58	13 25
181		* 8—9.IV		2	<1,5	≲10	8.IV	09 05	10 10
182		11.V	00 30	14	22	5500	10.V	21 02	26 10 D
183		10.VI	11	3	<1,5	≲10	9.VI	18 00 E	19 10
184		13.VI	8	>2	1,5	20	13.VI	03 57	04 08
185		* 16.VI	~9		<1,5	≲10	16.VI	06 18	08 10
186		2.VII	~12	3	<1,5	≲10			
187		* 9.VII			<1,5	≲10			
188		10.VII	6	>4	20,0	4300	10.VII	02 06	10 00 D
189		14.VII	7	>2,5	23,7	6700	14.VII	03 25	09 01
190		16.VII	23	10	21,2	5000	16.VII	21 14	24 30
191		* 30.VII	~20		<1,5	≲10	29.VII	21 17	22 43
192		15.VIII	20	0,5	<1,5	≲10	14.VIII	00 40	03 26
193		18.VIII	11	3	1,5	20	18.VIII	10 14	13 50
194		* 29.VIII	~4		<1,5	≲10	28.VIII	00 27	01 25
195		2.IX	4	2	<1,5	≲10	1.IX	19 23	22 16
196		19.IX	~7	~3	<1,5	≲10			
197		* 30.XI		≥1	<1,5	≲10	30.XI	02 47	03 56
							30.XI	17 20	19 06
198		* 1.XII	~21	≥1	<1,5	≲10	1.XII	14 56 E	16 22
							1.XII	16 38	20 35
199		* 2.XII	~18	3	<1,5	≲10	2.XII	12 19 E	14 12 D
200		* 8.XII	~2	3	<1,5	≲10	7.XII	21 34	22 20 D

Таблица 2 (продолжение)

ВСПЫШКИ				Радио- всплеск. Время начала	Дата и время начала SC		Время запазды- вания относи- тельно начала вспышки	
макси- мума	Балл	Координаты	Номер об- ласти				PCA	SC
01h40m	3 ⁺	25 N 08 W	4634	00h27mIV	8.VII	07h50m	1 ^h ,5	32h
19 08	2 ⁺	23 N 13 E	4651	19 05 IV	21.VII	16 37	~12	46
03 04	3	14 S 44 W	4659	03 04 IV	31.VII	15 30	1	60
04 40	3 ⁺	14 S 50 W	4686	04 39 IV	17.VIII	04 34	1,5	24
00 45	2 ⁺	16 N 18 E	4708	00 42 IV	22.VIII	02 28	37	50
14 50	3	18 N 10 W	4708	14 38 IV	24.VIII	01 40	1	36
00 27	3	20 N 54 W	4708	00 17 IV	27.VIII	02 45	1	27
08 35	2 ⁺	10 S 80 W	4741	09 06 IV	16.IX	09 32	2,5	49
09 00								
07 50	2	19 S 42 W	4765	07 40 IV	25.IX	04 08	6,5	68
07 25	2 ⁺	17 S 35 W	4819	07 23 IV	22.X	03 14		68
23 30	2 ⁺	04 S 22 W	4826	23 28 IV	24.X	07 28		56
14 57	2 ⁺	05 S 57 W	4826	14 52 IV	27.X	15 24		73
16 21	3	11 S 08 W	4883	16 08 IV	28.XI	01 09	6	81
15 39	1 ⁻	06 S 51 W	4913	15 43 IV	17.XII	18 20		50
14 14	2	18 N 50 W	4969	14 08 IV			~2	
10 50	3	16 N 61 W	4969	10 32 IV			~4,5	
23 25	3	13 N 48 E	5009	23 10 IV	14.II	11 41	"	37
17 30	2	01 N 90 E	5048					
17 40	1 ⁺	03 N 90 E	5046				~24,5	
10 15	3	29 N 77 W	5054	09 52 IV	26.III	08 41	~29	47
09 20	3	27 N 85 E	5093	09 15 IV	9.IV	18 28		34
21 40	3 ⁺	18 N 47 E	5148	21 08 IV	11.V	23 30	3,5	26
	2	17 N 90 E	5204	16 51 IV	11.VI	09 10	18	40
				17 34 IV				
03 58	1	17 N 58 E	5204				4	
06 28	3	16 N 15 E	5204	06 24 IV			~3	
02 30	3 ⁺	20 N 60 E	5265	02 09 IV	11.VII	16 25	4	38
	3 ⁺	17 N 04 E	5265	03 37 IV	15.VII	08 03	3,5	30
21 32	3 ⁺	16 N 31 W	5265	21 21 IV	17.VII	16 35	2	20
21 20	2 ⁺	15 N 22 E	5294	21 18 IV			~23	
01 20	2	11 N 27 E	5323	01 40 IV	16.VIII	04 04	43	51
10 30	3	12 N 33 W	5323	10 25 IV	20.VIII	04 12	1	42
00 39	1	11 N 71 E	5344	00 31 IV			~28	
19 38	2 ⁺	12 N 60 E	5354	19 28 IV	3.IX	21 59	8,5	52
					19.IX	11 28		
					20.IX	11 57		
02 50	2 ⁺	08 N 16 E	5476	02 47 IV				
17 44	3	07 N 06 E	5476	17 40 IV				
15 33	2	09 N 06 W	5476	14 00 IV			~6	
17 09	2 ⁺	09 N 05 W	5476				~4,5	
12 29	2 ⁺	07 N 16 W	5476	12 50 IV	5.XII	07 01	~6	67
21 42	2	09 N 37 W	5478				~4,5	

Поглощение в полярной шапке (РСА)							Хромосферные			
№ п/п	Год	Дата	Время начала	Длительность, дни	Максимальное поглощение на 30 Мгн, об	Поток протонов ($E > 10$ Мэв) в максимум, см ² ·сек·стер ⁻¹	Дата	Время		
								начала	конца	
201	1960	21.XII	3h	2	1,5	20	21.XII	00h43m	01h22m	
202		* 10.I	6	0,5	<1,5	≈10	8.I	18 00	20 50	
203		11.I	22	3	2	25	11.I	20 40 E	23 55	D
204		16.I	3	1	<1,5	≈10	15.I	13 34	14 55	D
205		* 7.II	7	4	<1,5	≈10	6.II	14 26	15 30	
206		15.II	10	4	<1,5	≈10				
207		29.II	16	6	<1,5	≈10	29.II	01 40	02 00	D
208		10.III	19	3	<1,5	≈10	10.III	17 16	18 10	
209		{ 15.III	~23	≥1,5	<1,5	≈10				
210			17.III	>2	<1,5	≈10				
211			19.III	~18	1	<1,5				
212		28.III			<1,5	≈10	28.III	20 42	21 50	D
213		29.III	11	≥1	<1,5	≈10	29.III	06 50	12 20	
214		30.III	20	>1,5	2,6	52	30.III	14 55	20 34	
215		1.IV	09 30	>4	3,6	104	1.IV	08 43	13 20	
216		5.IV	4		3,1	76	5.IV	02 15 E	05 30	D
217		15.IV	10	4	<1,5	≈10				
218		26.IV	~15	>1	<1,5	≈10	26.IV	02 41 E	06 10	D
219		28.IV	~3	>1	2,5	47	28.IV	01 30 E	01 45	D
220		29.IV	~4	5	11,2	1130	29.IV	01 07 E	09 08	D
221		4.V	10 30	1	3,4	88	4.V	10 00	11 05	D
222		6.V	16	≥3	8,7	660	6.V	14 04	20 20	
223		9.V	~8	3	<1,5	≈10	9.V	07 04 E	10 21	D
224		12.V		≥1	<1,5	≈10	12.V	13 42 E	15 36	
225		13.V	6	2	3,6	104	13.V	05 19	07 33	
226		17.V	15	2	<1,5	≈10	17.V	04 18	04 53	
227		26.V	10	3	<1,5	≈10	26.V	08 50	10 50	
228		1.VI	14	7	1,5	20	1.VI	08 23	13 40	
229		15.VI	10	2	<1,5	≈10	15.VI	02 51	03 39	
230		25.VI	15	≥1	<1,5	≈10	25.VI	11 36	15 30	
231		26.VI		≥1	<1,5	≈10	26.VI	04 28	05 25	
232		27.VI	23	≥1	<1,5	≈10	27.VI	21 40	23 45	
233		28.VI	19	1,5	<1,5	≈10				
234		12.VIII	0	>2,5	<1,5	≈10	11.VIII	19 16	20 55	
235		14.VIII	~16	3	<1,5	≈10	14.VIII	05 11	06 55	
236		26.VIII	10	5	<1,5	≈10	26.VIII	08 47	09 26	
237		3.IX	5	8	2,7	58	3.IX	00 37	01 54	D
238		25.IX	~21	≥0,5	<1,5	≈10				
239		26.IX	7	4	2	25	26.IX	05 25	06 16	D
240		1.X	~18	≥2	<1,5	≈10	1.X	06 36 E	07 26	
241		3.X	16	~6	1,5	20				
242		28.X	~5	≥2,5	<1,5	≈10	27.X	11 05	11 22	
243		30.X	~19		<1,5	≈10	29.X	10 26	12 52	D
244		10.XI	18		<1,5	≈10	10.XI	10 09	16 35	D
245		11.XI			<1,5	≈10	11.XI	03 05	04 28	E

Таблица 2 (продолжение)

вспышки				Радио- всплеск. Время начала	Дата и время начала SC		Время запазды- вания относи- тельно начала вспышки	
макси- мума	Балл	Координаты	Номер об- ласти				РСА	SC
00 ^h 52 ^m	2	04 S 53 W	5494	00 ^h 43 ^m IV	23.XII	15 ^h 25 ^m	2 ^h ,5	63 ^h
18 41	2	27 N 13 W	5520		10.I	07 19	36	37
21 26	3	22 N 03 E	5527	20 56 IV	13.I	18 58	1,5	46
	2	20 S 68 W	5525	13 47 V	18.I	06 45	13,5	65
	2	15 S 03 W	5562				16,5	
	2	32 S 56 W	5580				14	
17 20	1	25 N 08 E	5592				2	
								62
20 56	2	14 N 37 E	5615	21 00 I	31.III	10 37		
07 10	2 ⁺	12 N 30 E	5615	07 00 IV			4	52
15 40	2	12 N 12 E	5615	15 27 IV	1.IV	03 07	5	36
19 43								
08 59	3	12 N 11 W	5615	08 45 IV	2.IV	23 14	1	38
02 45	2	12 N 63 W	5615	01 24 IV	7.IV	15 11	2	61
03 04	2	09 S 61 E	5645		27.IV	20 00	~12	41
01 37	3	05 S 34 E	5645	01 40 IV	30.IV	01 32	~1,5	48
02 10	2 ⁺	14 N 21 W	5642	01 40 IV	30.IV	12 15	~3	35
	3	13 N 90 W	5642	10 19 IV	6.V	16 50	0,5	55
14 48	3 ⁺	09 S 07 E	5653	14 12 IV	8.V	04 22	2	38
07 34	3	11 S 52 E	5657		11.V	04 34	~1	45
14 00	1 ⁺	30 N 59 W	5654	14 03 IV				
05 32	3	29 N 67 W	5654	05 17 IV	16.V	13 51	1	81
04 25	1 ⁺	09 S 33 E	5663				11	
09 28	2 ⁺	14 N 15 W	5669	09 02 IV	28.V	20 19	1	59
09 00	3 ⁺	29 N 46 E	5680	08 41 IV	4.VI	02 50	5,5	67
02 54	?	22 N 53 W	5693				7	
12 15	3	21 N 06 E	5713	12 00 IV	27.VI	01 44	3,5	38
04 36	3	20 N 08 W	5713	04 28	28.VI	05 20		49
21 56	3	22 N 27 W	5713	21 42 IV	29.VI	19 38	1,5	46
					30.VI	17 20		
19 29	2 ⁺	22 N 26 E	5794	19 25 I	14.VIII	15 07	5	68
05 25	2 ⁺	22 N 06 W	5794	05 15	16.VIII	14 09	~11	57
08 52	1	17 N 89 W	5802		29.VIII	00 22	1	63
01 08	2 ⁺	18 N 88 E	5838	01 03	4.IX	02 30	4,5	26
05 37	1 ⁺	22 S 64 W	5858	05 35 IV	29.IX	08 36	1,5	75
07 03	2	11 S 90 E	5880				~11,5	
11 06	1 ⁺	21 N 57 E	5909					
10 30	3	22 N 27 E	5909	10 28 IV			~32	
10 23	3	28 N 28 E	5925	10 35 IV			8	52
03 40	2	28 N 12 E	5925	03 21 IV	12.XI	13 49		35

Поглощение в полярной шапке (РСА)							Хромосферные			
№ п/п	Год	Дата	Время начала	Длительность, дни	Максимальное поглощение на 30 Мгц, об	Поток протонов ($E > 10$ Мэв) в максимум, см ² ·сек·стер ⁻¹	Дата	Время		
								начала	конца	
246	1961	12.XI	14 ^h		21,2	5000	12.XI	13 ^h 15 ^m	19 ^h 22 ^m	
247		14.XI					14.XI	02 46	05 20	
248		15.XI	3		20,0	4300	15.XI	02 07	04 27	
249		21.XI	0	5	3,0	69	20.XI	20 17	20 32	
250		6.XII	5	5	~1,5	~20	5.XII	18 25	23 50	
251		11.VII	19 30 ^m	≥0,5	<1,5	≤10	11.VII	16 15	20 40	
252		12.VII	12	>3	17	2900	12.VII	10 00	13 00	D
253		15.VII	~16	>2	3,0	69	15.VII	14 33	19 29	
254		18.VII	10 23	>2	8,7	660	18.VII	09 20	12 50	
255		20.VII	16 20		5	203	20.VII	15 24	16 10	D
						20.VII	16 33	E	17 35	
256	1962	24.VII	~19	>3	~2	~25	24.VII	04 10	06 12	
257		28.VII	~3		~1,5	~20	28.VII	02 40	04 31	
258		* 15.VIII	~1	1,5	<1,5	≤10	14.VIII	14 00	17 05	
259		* 23.VIII	~1	1	<1,5	≤10	22.VIII	10 37	14 15	
260		7.IX	0	2	<1,5	≤10	6.IX	15 47		
261		10.IX	21	4	2,9	65	10.IX	19 58	20 54	
262		18.IX	~13	3,5	<1,5	≤10	16.IX	10 57	11 58	
263		24.IX	~18	3,5	~1,5	~20	24.IX	07 15	08 50	
264		28.IX	23		2	25	28.IX	22 02	25 30	
265		7.XI			<1,5	≤10				
266	1962	10.XI	16	2	1,5	20	10.XI	14 34	14 50	
267		1.II	19	>2	~2,5	~50	1.II	09 01	11 50	D
268		3.II		2	~1,5	~20	3.II	12 23	14 13	D
269		7.II	0	0,5	<1,5	≤10	6.II			
270		20.II	6	7	<1,5	≤10	19.II	11 46	11 57	
						19.II	12 22	15 40	D	
						19.II	12 45	E	15 05 D	
271	1963	22.IV	19	1,5	~1,5	~20	22.IV	14 30	17 10	
272		23.X	17 30	1	1,1	~10	23.X	16 42	17 45	
273		9.II	~19	6	<1,5	≤10				
274		15.IV	12	5	~2	~25	15.IV	10 34	12 30	
275		1.V	15	4	<1,5	≤10	1.V	05 25	08 35	
276		6.VIII	12	2	<1,5	≤10	6.VIII	08 55	10 27	
277		10.VIII	0	1,5	<1,5	≤10	9.VIII	22 35	23 40	
278		15.IX			<1,5	≤10	15.IX	00 15	02 19	
279		16.IX			~1,5	~20	16.IX	13 00	14 10	
280		21.IX	0		3,1	74	20.IX	23 14	26 01	
281	1964	26.IX	07 30	5	4,6	170	26.IX	06 38	09 44	
282		16.III	~18	0,5	0,2	~3	16.III	15 53	E	

* Эффект РСА очень слабый и нечетко выражен.

Таблица 2 (окончание)

вспышки				Радио- всплеск. Время начала	Дата и время начала SC		Время запазды- вания относи- тельно начала вспышки	
макси- мума	Балл	Координаты	Номер об- ласти				PCA	SC
13h30 ^m	3 ⁺	27 N 04 W	5925	13h28 ^m IV			1 ^h	
03 04	2 ⁺	27 N 20 W	5925	03 19 IV	15.XI	13h03 ^m		34 ^h
02 21	3	25 N 35 W	5925	02 21 IV			1	
20 20	1	25 N 90 W	5925	20 28 IV			4	
18 38	3 ⁺	26 N 74 E	5959	18 32 IV	7.XII	18 05	10,5	48
16 59	3	07 S 32 E	6171	16 54 IV	13.VII	11 13	3,5	43
17 10								
10 25	3	07 S 23 E	6171	10 24 IV	14.VII	08 38	2	46
15 58	3	13 N 15 E	6172	14 36 IV	17.VII	18 25	~1	52
10 05	3 ⁺	07 S 59 W	6171	09 46 IV	20.VII	02 48	1	41
15 30	2	07 S 90 W	6171	15 57 IV			1	
16 53	3	07 S 90 W	6171					
05 04	2 ⁺	12 N 15 E	6178	04 37 IV	26.VII	19 50	~15	64
02 48	2	12 N 38 W	6178	02 31 IV			0,5	
	2	07 S 69 W	6191	14 25			~11	
11 32	2	08 N 12 W	6204				~14	54
	1 ⁻	N	6212	15 35			8	
20 10	1	08 N 80 W	6212	19 51 IV	13.IX	15 54	1	68
20 30		12 N 90 W						
11 10	2 ⁺	18 N 77 E	6227	11 01			~50	
07 27	1	24 N 29 W	6227	07 18			~11	
22 23	3	13 N 29 E	6235	22 14 IV	30.IX	18 47	1	45
14 44	1 ⁺	19 N 90 W	6264	14 45 IV			1,5	29
09 07	2	10 N 36 W	6326	08 45	4.II	09 30	10	72
12 35	1	09 N 68 W	6326	12 10 IV	6.II	21 01		80
				21 13 IV			3	
11 47	1	09 S 85 E	6351					
	2	10 N 77 E	6352	11 36	22.II	02 23	18	62
	2	09 S 79 E	6351					
14 50	2 ⁺	08 N 48 W	6393	15 35 IV	25.IV	12 30	4,5	71
17 04	2	03 N 70 W	6581	16 45 IV			1	
					9.II	21 02		
11 25	2	11 S 06 W	6766	10 42			1,5	
06 08	2	15 N 46 E	6790	05 26	2.V	22 18	9,5	41
09 10	2	13 N 12 W	6909	09 03 IV			3	
22 45	1	07 N 80 W	6908	22 36 IV			1,5	
00 42	2	15 N 75 E	6964	00 27 IV				
13 05	2	10 N 50 E	6964	13 07 IV	19.IX	05 43		65
24 03	2	10 N 09 W	6964	23 50 IV	22.IX	16 01	1	41
07 17	3	13 N 78 W	6964	07 05 IV	27.IX	19 42	1	37
	2 ⁺	04 N 74 W		16 04 IV			2	

Таблица 3

Эффекты в космических лучах				Хромосферные вспышки				
Дата	Время начала	Амплитуда, %	Регистрирующий прибор	Начало	Конец	Максимум	Балл	Координаты
28.II 1942 г.	~12 ^h	~12	ИК	11 ^h 00 ^m E	15 ^h 22 ^m D		3+	07N05E
7.III	~04 ^h 30 ^m	~15	ИК	04 07			?	07N90W
25.VII 1946 г.	~17	~22	ИК	16 10E	20 30	16 ^h 27 ^m	3+	21N16E
						16 40	3+	
19.IX 1949 г.	10 45	~40	ИК	10 29E	12 09D	10 33	3+	03S72W
23.II 1956 г.	03 40	~2000	НМ	03 31E	05 10	03 42	3+	23N79W
31.VIII	~12 46	~1	НМ	12 26	16 30	12 43	3+	15N15E
16.VII 1959 г.	24 00	~5	НМ	21 14	24 30	21 32	3+	16N31W
4.V 1960 г.	10 30	~150	НМ	10 00	11 05D		3	13N90W
3.IX	~01 10	~4	НМ	00 37	01 54D	01 08	2+	18N88E
12.XI	13 40	~100	НМ	13 15	19 22	13 30	3+	27N04W
15.XI	02 45	~80	НМ	02 07	04 27	02 21	3	25N35W
20.XI	20 55	~6	НМ	20 17	20 32	20 20	1?	25N90W
18.VII 1961 г.	10 15	~10	НМ	09 20	12 50	10 05	3+	07S59W
20.VII	16 15	~6	НМ	15 24	16 10D	15 30	2	07S90W
				16 33E	17 35	16 53	3	07S90W
7.VII 1966 г.	~1	~1	НМ	00 25	01 35	00 40	2B	35N48W
28.I 1967 г.	08 35	~20	НМ	*				

Примечание. ИК — ионизационная камера; НМ — нейтронный монитор; * — этому событию очень трудно сопоставить какую-либо оптическую вспышку.

Таблица 4

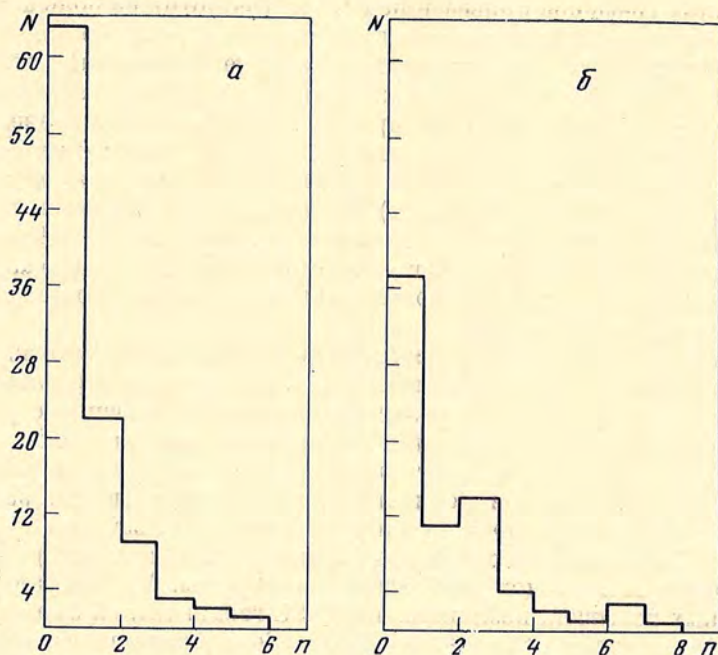
Дата	Время наблюдения	Ссылка	Дата	Время наблюдения	Ссылка
8.IV 1958 г.	13 ^h UT	[25]	31.VIII 1962 г.	7 ^h 30 ^m	*
2.VII	14	[25]	8.X	7	*
3.X	5	[24]	31.X	7	*
9.V 1961 г.	5 30	[24]	7.I 1963 г.	7	*
20.VII 1962 г.	7	*	8.VII	7	*

* — А. Н. Чарахчян, Т. Н. Чарахчян. Частное сообщение.

§ 2. PCA и геомагнитные бури с SC

За период 1957—1963 гг. в каталоге (табл. 2) отмечено 182 события PCA. Из них 24 (~ 13%) PCA не удалось связать с хромосферными вспышками. Все эти события, за исключением трех (6.IV и 4.XI 1957 г. и 10.IV 1958 г.), очень слабые (максимальное поглощение не превышает 1,5 *дб*).

162 протонные вспышки возникли в 100 активных областях (или в 73 активных областях, если считать область одной и той же, когда она прослеживается в последующих оборотах Солнца). Во многих активных областях возникло по несколько протонных вспышек. На фиг. 1. показано частотное распределение областей в зависимости от числа протонных вспышек, появившихся в них (фиг. 1, *а* — для 100 областей, фиг. 1, *б* — для 73 областей). Почти в половине протонных областей возникло более одной про-



Фиг. 1. Частотное распределение областей в зависимости от числа n протонных всплесков, возникших в них

a — область рассматривалась лишь в течение одного солнечного оборота (100 областей); b — область считалась одной и той же, если она прослеживалась и в последующих оборотах Солнца (73 области)

тонной вспышки. В некоторых областях число протонных всплесков достигало шести и более.

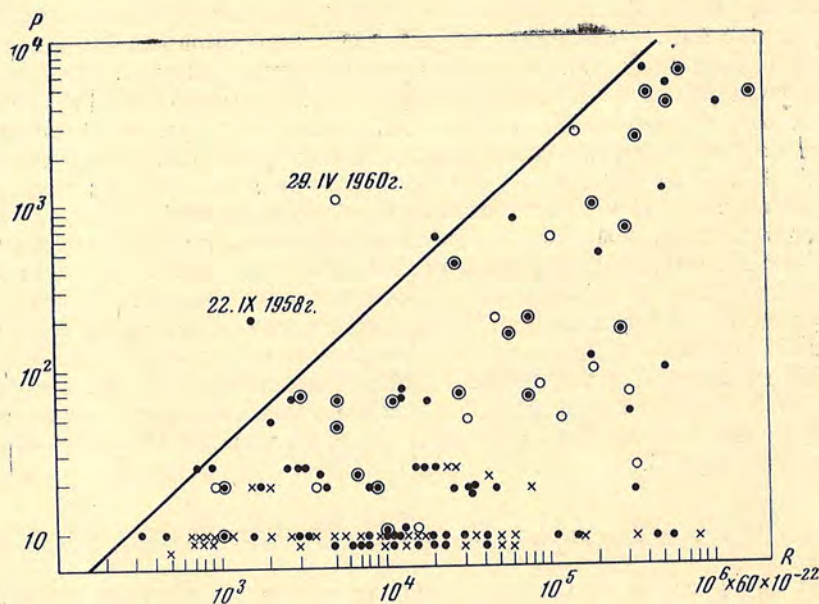
108 событий PCA из 182 (т. е. $\sim 60\%$) сопровождались геомагнитными бурями с внезапным началом (SC). PCA, не сопровождавшиеся геомагнитными бурями с SC, в подавляющем числе случаев имели очень малую величину поглощения (не более 2 дб). Лишь в 8 случаях (из 70) величина поглощения превышала 2 дб. С другой стороны, за этот же период времени зарегистрировано 237 геомагнитных бурь с SC (взяты лишь уверенные SC). Следовательно, $\sim 46\%$ всех бурь с SC связаны с эффектами PCA. Если в одной и той же активной области во время ее прохождения по диску Солнца возникает несколько всплесков, дающих геомагнитные бури и PCA, то, как показано в [4, 12], условия распространения частиц высокой энергии от последующих всплесков улучшаются. Действительно, более подробное рассмотрение этого вопроса показало, что потоки частиц высокой энергии от протонных всплесков, возникших после SC геомагнитной бури (вызванной вспышкой в той же активной области), в среднем в 3,5 раза больше (а запаздывание прихода частиц на Землю относительно начала вспышки в среднем в 2,5 раза меньше), чем от протонных всплесков, возникших до SC.

§ 3. PCA и всплески радиоизлучения в сантиметровом диапазоне

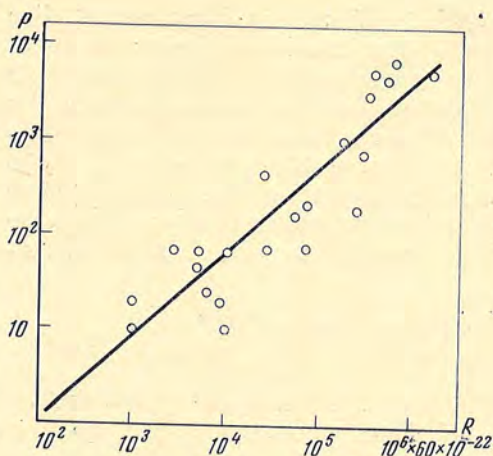
Рассматривалась зависимость между потоком протонов (табл. 2) и интенсивностью (и энергией) радиовсплеска в диапазоне 3—10 см (данные о радиовсплесках брались из [20]), связанного с соответствующей протонной вспышкой. Графики строились в двойном логарифмическом масштабе. По горизонтальной оси откладывалась интенсивность (или энергия) радиовсплеска, а по вертикальной — поток протонов с энергией > 10 Мэв.

Один из таких графиков приведен на фиг. 2. Несмотря на большой разброс точек, довольно отчетливо видна следующая закономерность. Интенсивным радиовсплескам соответствуют как большие, так и малые потоки протонов, в то время как радиовсплески с малой величиной энергии связаны в основном со слабыми потоками протонов. Для каждого значения энергии (а также интенсивности) радиовсплеска на сантиметровых волнах существует свой максимальный поток протонов, который прямо пропорционален энергии (или интенсивности) радиовсплеска. Имеются только две точки (22.IX 1958 г. и 29.IV 1960 г.), которые выпадают из этой закономерности. Радиовсплеск 29.IV 1960 г., по данным [20], имеет аномально большую интенсивность на дециметровых волнах, хотя на сантиметровых волнах он сравнительно слабый.

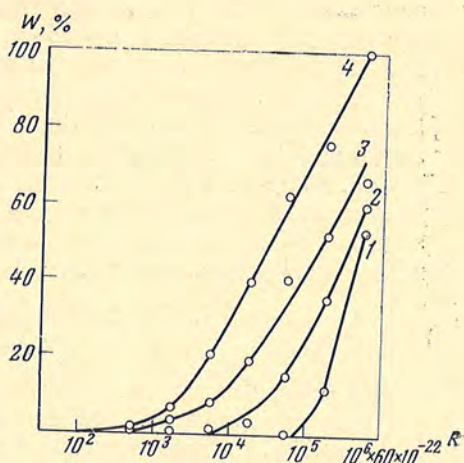
Сильный разброс точек на фиг. 2 может быть вызван многими причинами, но наиболее вероятные, на наш взгляд, связаны с различными условиями выхода протонов из областей генерации, особенно с условиями их распространения при различных ситуациях в межпланетном пространстве. О первой причине мы ничего не знаем, и поэтому учесть ее нет никакой возможности. Но закономерности, связанные с условиями распространения солнечных к.л. в межпланетном пространстве, изучены сравнительно хорошо. Поэтому можно выбрать только те РСА, для которых условия распространения протонов наиболее благоприятны. Мы выбрали все РСА от протонных вспышек, возникших после SC геомагнитной бури (за исключением РСА, которые наблюдались, когда Земля находилась в интервале $\pm 2^\circ$ гелиошироты), связанной со вспышкой в той же активной области (таких событий оказалось 34). Все эти протонные вспышки возникли вблизи центрального меридиана или в западной полусфере Солнца. Кружки с точками на фиг. 2 соответствуют протонным вспышкам (из выбранных 34 событий), которые расположены по ту же сторону от плоскости солнечного экватора, что и Земля, а кружки — протонным вспышкам, расположенным с Землей по разные стороны. В этих двух случаях условия распростране-



Фиг. 2. Зависимость амплитуды РСА от энергии связанного с ним радиовсплеска
 P — поток протонов $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$ в момент максимума РСА; R — энергия ($\text{дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{гц}^{-1}$) радиовсплеска на волне 3—10 см; кружок с точкой — наиболее благоприятные (крестики — наиболее неблагоприятные) условия для распространения солнечных космических лучей



Фиг. 3. То же, что и на фиг. 2, но только для событий, обозначенных кружками с точкой



Фиг. 4. Вероятность обнаружения протонов с потоком P в зависимости от энергии R радиовсплеска

1 — $P_1 > 10^3$ протонов $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$;
2 — $P_2 > 10^2$; 3 — $P_3 > 10$; 4 — $P_4 \geq 3$

ния солнечных к.л. несколько различаются [26]. Как видно из фиг. 3, для событий РСА, отмеченных кружками с точками, наблюдается хорошая зависимость между потоком протонов и энергией радиовсплеска (коэффициент линейной корреляции равен $0,79 \pm 0,05$). Для событий, обозначенных кружками, корреляция существенно хуже (фиг. 2.).

Крестики на фиг. 2 соответствуют эффектам РСА, зарегистрированным в период прохождения Землей экваториальной зоны $\pm 2^\circ$ гелиошироты (в этом случае условия распространения для солнечных к.л. наиболее неблагоприятные [26]), а также тем РСА, которые не сопровождались геомагнитными бурями (за исключением случаев, когда протонная вспышка хотя и не давала геомагнитную бурю, но возникала после SC, связанного с предыдущей вспышкой в той же активной области). Легко видеть, что для этих РСА никакой зависимости между потоком протонов и энергией радиовсплеска нет (коэффициент корреляции близок к нулю).

Таким образом, можно заключить, что учет условий распространения солнечных к.л. сильно отражается на зависимости «поток протонов — энергия радиовсплеска». Рассматривая только те протонные вспышки, для которых условия распространения протонов были наиболее благоприятные, мы получаем заметную корреляцию между этими величинами, а для наиболее неблагоприятных условий — отсутствие корреляции.

На основании полученных результатов, по-видимому, можно сделать заключение, что существует зависимость между потоком протонов, генерированных в хромосферной вспышке, и энергией (и интенсивностью) соответствующего ей радиовсплеска на сантиметровых волнах, которая маскируется временами условиями распространения протонов в межпланетном пространстве.

В связи с этим интересно рассмотреть вероятность обнаружения протонов с потоком больше заданного (по наблюдениям на Земле) после хромосферной вспышки, сопровождающейся радиовсплеском в сантиметровом диапазоне волн, в зависимости от энергии последнего. С этой целью за период с июля 1957 г. по декабрь 1963 г. из [20] были выбраны все радиовсплески (как связанные с РСА, так и не связанные) на волне 3–10 см с интенсивностью $\geq 100 \cdot 10^{-22} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$ и длительностью ≥ 10 мин. (всего более 400 всплесков). Кроме того, было оценено количество радио-

всплесков с энергией вплоть до $300 \cdot 60 \cdot 10^{-22} \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{гц}^{-1}$ (см. ниже). Все эти радиовсплески были разбиты на семь групп в зависимости от их энергии (величина энергии внутри каждой группы менялась не более чем на полпорядка). Внутри каждой группы подсчитывалась доля радиовсплесков (по отношению ко всем радиовсплескам этой группы), после которых наблюдались РСА с потоками: $P_1 > 10^3 \text{ протонов} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$, $P_2 > 10^2$, $P_3 > 10$ и $P_4 \geq 3$. Результаты представлены на фиг. 4. Этот график позволяет судить о вероятности регистрации протонов с потоком больше заданного после хромосферной вспышки в зависимости от энергии связанного с ней радиовсплеска.

§ 4. Частотное распределение амплитуд РСА и радиовсплесков

На основе каталога вспышек солнечных к.л. (табл. 2) построено частотное распределение РСА (в интегральной форме) по амплитудам (под амплитудой РСА понимается величина потока протонов в максимуме явления) за период 1957—1963 гг. Полное число событий, вошедших в это распределение, равно 179. График построен в двойном логарифмическом масштабе (фиг. 5). По горизонтальной оси отложена величина потока протонов, а по вертикальной — число событий РСА с амплитудой, больше заданной. Полученное распределение довольно хорошо можно представить в аналитическом виде уравнением

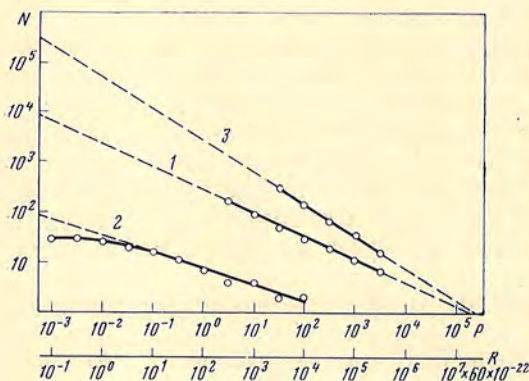
$$N(>P) = kP^\alpha,$$

где $\alpha = -0,46$.

На этом же графике приведено частотное распределение эффектов возрастания протонов с энергией $> 7,5 \text{ Мэв}$, зарегистрированных на «Пионере-6» и «Пионере-7» в период с декабря 1965 г. по октябрь 1966 г. (29 событий) [27]. Большинство из них связано со вспышками балла 2 и 3. Загиб кривой в области потоков $10^{-2} - 10^{-3}$ связан, по-видимому, с пределом чувствительности детектора [27]. Показатель степени для этого распределения равен $\alpha = -0,33$. Различие показателей может быть обусловлено несколько отличным диапазоном энергии протонов, ответственных за РСА ($10-100 \text{ Мэв}$) и зарегистрированных на космических кораблях ($> 7,5 \text{ Мэв}$), а также малой статистикой событий, приведенных в [27].

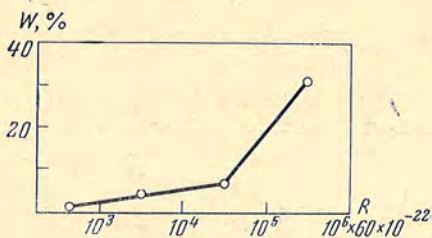
Факт существования малых потоков протонов от Солнца дает некоторое право проэкстраполировать полученное нами частотное распределение в область малых потоков вплоть до $10^{-3} \text{ протонов} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$. Полученное таким образом число событий с потоком $P > 10^{-3}$ достигает почти 10^4 , что сравнимо с числом всех хромосферных вспышек балла 1 и выше (с июля 1957 г. по декабрь 1963 г. было зарегистрировано $\sim 1,1 \cdot 10^4$ вспышек балла ≥ 1 [19—20]).

Следовательно, можно заключить, что генерация протонов с энергией $\geq 10 \text{ Мэв}$ имеет место, по-видимому, во всех хромосферных вспышках балла 1 и выше, но потоки протонов могут сильно отличаться от вспышки к вспышке (более чем на 6 порядков). К такому же

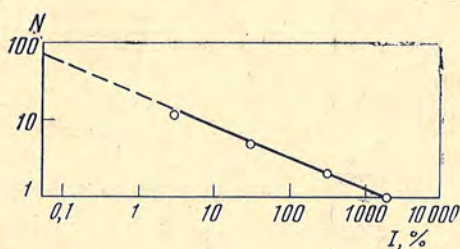


Фиг. 5. Частотное распределение амплитуд (в интегральной форме) РСА (1), потоков протонов по данным [27] (2) и радиовсплесков (3)

Соответствующие угловые коэффициенты равны: $\alpha_1 = -0,46$; $\alpha_2 = -0,33$; $\alpha_3 = -0,64$



Фиг. 6. Вероятность регистрации на Земле максимального (для радиовсплеска с энергией R) потока P протонов в зависимости от энергии связанного с ним радиовсплеска



Фиг. 7. Частотное распределение (в интегральной форме) по амплитудам I всплеск космических лучей на уровне моря (1956—1967 гг.).

Угловой коэффициент $\alpha = -0,40$

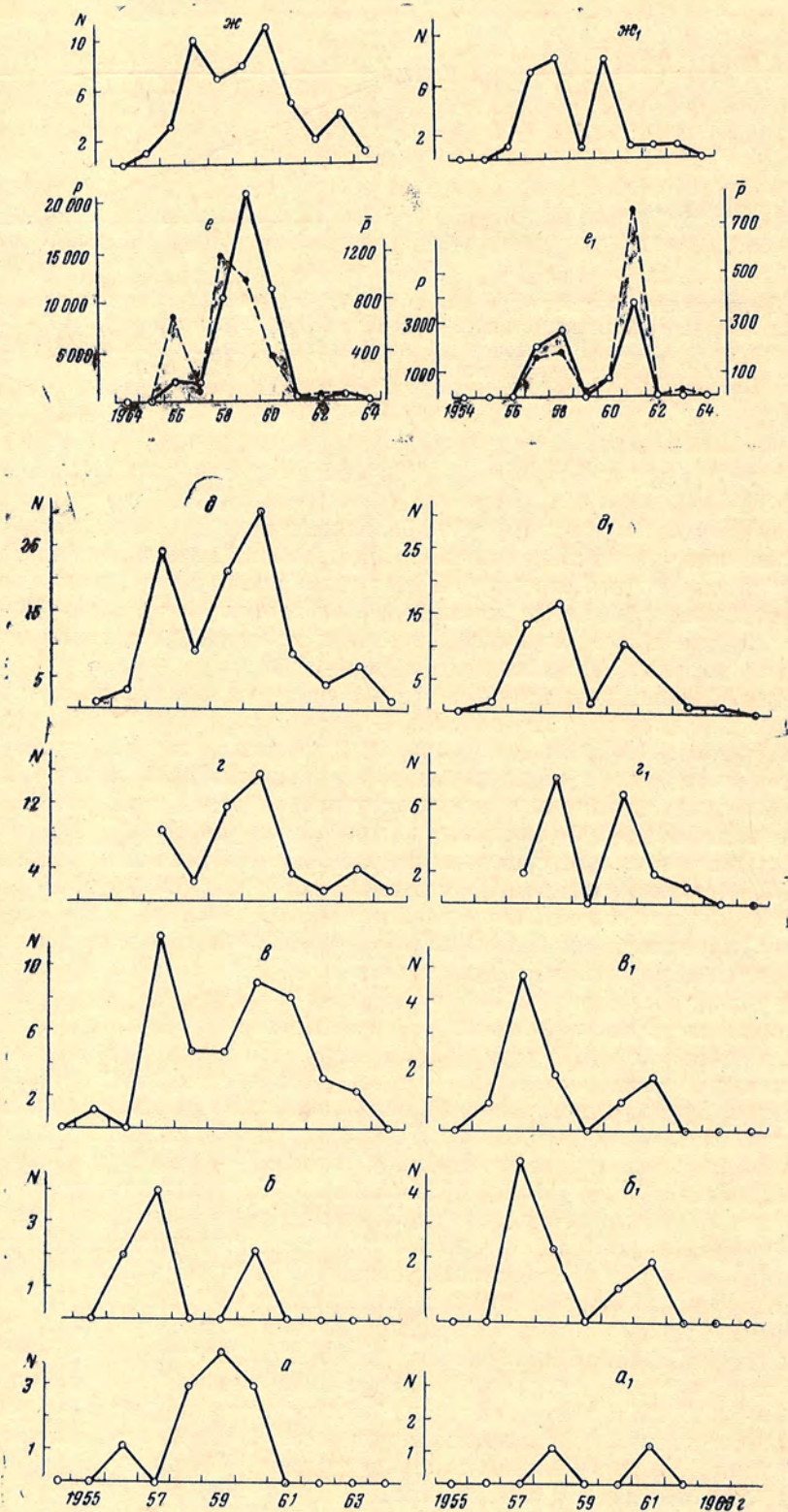
выводу пришли другие авторы при исследовании слабых эффектов в к.л. [27, 29, 30].

Однако всплески, генерирующие большие потоки протонов, встречаются сравнительно редко и, как правило, возникают в группах пятен, характеризующихся сложной структурой магнитных полей с большими градиентами напряженности в специфических местах конфигураций поля [34—34]; кроме того, они имеют тенденцию группироваться в определенных активных зонах кэррингтоновских долгот [35—37].

На фиг. 5 приведено также частотное распределение радиовсплесков (в интегральной форме) в диапазоне 3—10 см в зависимости от величины энергии (кривая 3). Совмещение шкал по горизонтальной оси для РСА и радиовсплесков было сделано на основании зависимости, описанной в § 3, так, чтобы каждому значению энергии радиовсплеска соответствовал максимальный наблюдаемый (для этого радиовсплеска) поток протонов. Показатель степени для этого частотного распределения получился равным $\alpha = -0,64$. Приведенное в [28] частотное распределение радиовсплесков IV типа в зависимости от интенсивности в сантиметровом диапазоне (для $\lambda = 10$ см) имеет показатель степени $\alpha = -0,75$. При этом использовалась очень малая статистика (≤ 20 радиовсплесков) и взяты лишь очень интенсивные радиовсплески ($> 2000 \cdot 10^{-22}$ вт·м⁻²·гц⁻¹).

Из того факта, что показатель степени частотного распределения для радиовсплесков больше, чем для РСА, следует, что с уменьшением энергии радиовсплеска уменьшается вероятность зарегистрировать на Земле максимальный (для этого радиовсплеска) поток протонов. Что это действительно так, можно видеть из фиг. 6. Здесь по горизонтальной оси отложена энергия радиовсплеска, а по вертикальной — доля радиовсплесков с данной энергией, давших максимальный (для этой энергии радиовсплеска) поток протонов по измерению на Земле. Одно из возможных объяснений этого факта может состоять в том, что с уменьшением числа протонов, ускоренных во всплеске, усиливается влияние на них условий выхода и распространения в межпланетном пространстве.

На фиг. 7 показано частотное распределение (в интегральной форме) по амплитудам всплесков к.л., зарегистрированных на уровне моря с 1956 по 1967 г. (12 событий, см. табл. 3). Показатель степени получается равным $\alpha = -0,40$. Хотя это распределение и недостаточно надежное (слишком мала статистика), но все-таки, по-видимому, можно утверждать, что число малых ($> 0,4\%$) всплесков к.л. на уровне моря не превышает нескольких сот за один солнечный цикл.

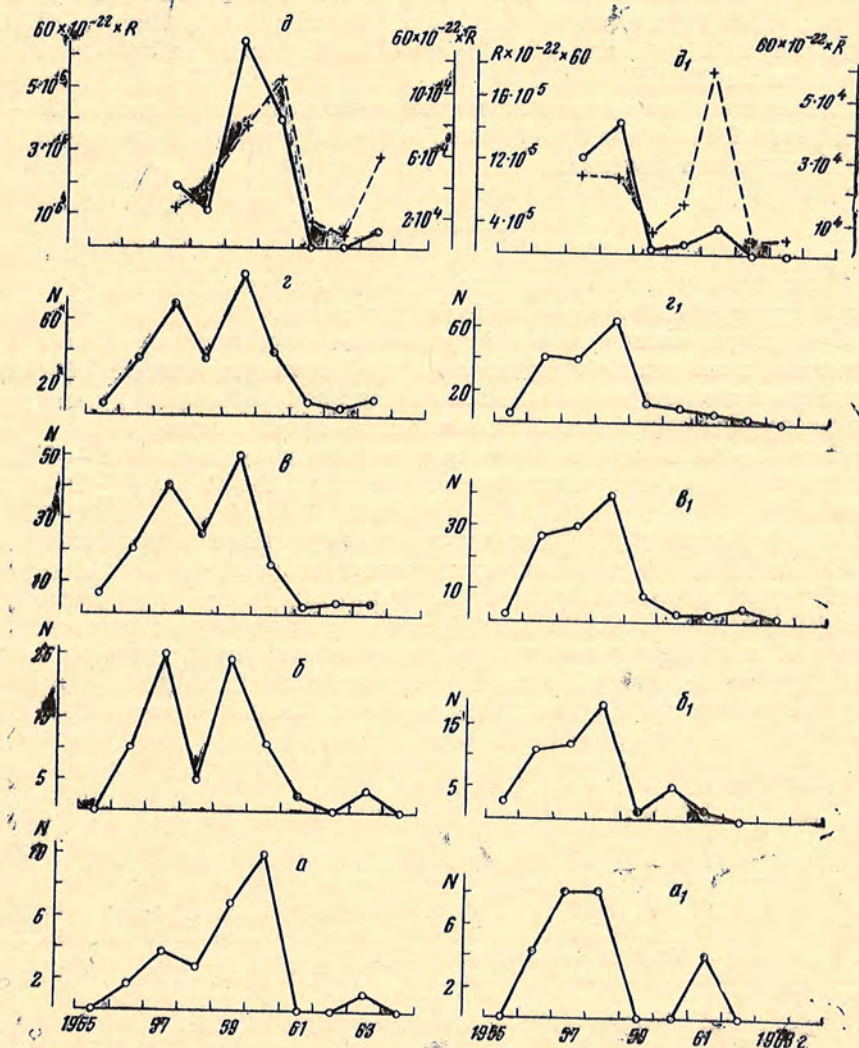


Фиг. 8. Распределение эффектов РСА от вспышек северного и южного (индекс «1») полушарий Солнца отдельно по годам цикла солнечной активности

a — РСА с потоками $P > 10^3$ протонов $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$; b — $10^2 < P \leq 10^3$; e — $10 < P \leq 10^2$; z — $P \leq 10$; δ — для всех РСА; e — для полного P , среднего $\bar{P}$ потока протонов (от всех РСА); m — для количества протонных областей

§ 5. Распределение событий РСА и радиовсплесков в сантиметровом диапазоне по годам цикла солнечной активности

Активность Солнца (отдельно для северного и южного полушарий) в к.л. и радиовсплесках в сантиметровом диапазоне (с энергией $> 1000 \cdot 60 \cdot 10^{-22} \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{гц}^{-1}$) сопоставлялась с ходом 11-летнего цикла. Все РСА и радиовсплески были разбиты на группы (в зависимости от мощности явления), и распределение числа случаев РСА и радиовсплесков (для каждой группы отдельно) по годам цикла солнечной активности показано на фиг. 8 и 9. На фиг. 8, *е* и 9, *д* даны распределения полного и среднего потока протонов и полной и средней энергии радиовсплеска соответственно. На фиг. 8, *ж* показано распределение числа активных областей, в которых возникли протонные вспышки (область считалась одной и той же, если она появлялась и в последующих оборотах Солнца).



Фиг. 9. Распределение радиовсплесков в сантиметровом диапазоне для северного и южного (индекс «1») полушарий Солнца отдельно по годам цикла солнечной активности *а* — с энергией $> 10^5 \cdot 60 \cdot 10^{-22} \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{гц}^{-1}$; *б* — $10^4 < R < 10^5$; *в* — $10^3 < R < 10^4$; *г* — для всех радиовсплесков с $R > 10^3$; *д* — для полной *R* и средней $\bar{R}$ энергии радиовсплесков (с $R > 10^3$)

Обращает на себя внимание наличие двух максимумов в распределении как РСА, так и радиовсплесков, связанных со вспышками как в северном, так и в южном полушариях Солнца. Наличие двух максимумов выражено несколько лучше для протонных вспышек, нежели для радиовсплесков. Максимумы для РСА и радиовсплесков от вспышек северного полушария несколько смещены относительно соответствующих максимумов южного полушария. Действительно, первый максимум для рассматриваемых явлений северного полушария приходится на 1956—1957 гг., а второй — на 1959—1960 гг. Для южной полусферы Солнца соответствующие максимумы приходятся на 1957—1958 и 1960—1961 гг.

Два максимума в распределении протонных вспышек и потока радиоизлучения на метровых волнах найдены в [38, 39] (рассматривались РСА и радиоизлучение от обоих полушарий вместе и использовалась значительно меньшая статистика), а также в [40] (для РСА).

Наличие двух максимумов РСА и радиовсплесков, по-видимому, связано с наличием двух максимумов в цикле солнечной активности [41, 42]. Два максимума в распределении протонных вспышек наблюдаются и в прошлом цикле [6, 43].

Таким образом, наш материал подтверждает найденный ранее [38—43] двухвершинный характер максимума солнечной активности в распределении РСА и радиовсплесков.

Заключение

1. Генерация протонов с энергией ≥ 10 Мэв имеет место, по-видимому, во всех хромосферных вспышках балла 1 и выше.

2. Существует зависимость между потоком протонов, генерированных во вспышке, и энергией (и интенсивностью) соответствующего ей радиовсплеска на сантиметровых волнах, которая временами маскируется условиями распространения к.л. в межпланетном пространстве.

3. Корреляция между потоком к.л. и радиоизлучением ($\lambda 3 - 10$ см) нарушается, когда Земля находится в экваториальной зоне $\pm 2^\circ$ гелиошироты.

4. Число малых ($> 0,1\%$) вспышек к.л. на уровне моря, по-видимому, не превышает несколько сот за один солнечный цикл.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность Б. М. Владимирскому, которым была составлена подробная библиография солнечных к.л. и любезно предоставлена в распоряжение автора. Автор очень признателен академику А. Б. Северному за ряд ценных советов и замечаний, а также А. С. Дворяшину и И. Г. Моисееву за полезное обсуждение статьи.

Декабрь 1968 г.

Литература

1. T. Oba yashi, Y. Nakura. Rep. Ionosph. Space Res. Japan, 1960, 14, 1.
2. C. Collins, D. H. Jelly, A. G. Matthews. Canad. J. Phys., 1961, 39, 35.
3. K. Sinno. J. Geomagn. Geoelectr., 1961, 13, 1.
4. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Астрон. ж., 1961, 38, 419.
5. Г. В. Буккин. Геомагнетизм и аэрономия, 1962, 2, 368.
6. А. С. Беспрозванная. Ионосферные исследования, 1961, № 6, 58.
7. Y. Nakura et al. Rep. Ionosph. Space Res. Japan, 1961, 15, 1.
8. G. C. Reid, H. Leinbach. J. Geophys. Res., 1959, 64, 1801.
9. G. C. Reid, C. Collins. J. Atm. Terr. Phys., 1959, 64, 63.
10. D. H. Jelly, C. Collins. Canad. J. Phys., 1962, 40, 706.
11. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 221.
12. А. С. Дворяшин. Дисс., Крымская астрофиз. obs., 1965.

13. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, 16.
14. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, 35, 253.
15. J. B. Gregory. J. Geophys. Res., 1963, 68, 3097.
16. H. H. Malitson. NASA Technical Report R-169, 1963, 109.
17. D. K. Bailey. Planet. Space Sci., 1964, 12, 495.
18. B. N. Bhargava, R. V. Subrahmanya n. Planet. Space Sci., 1966, 14, 871.
19. I. G. Y. Solar activity Report Ser., 1960, N 12; 1961, N 15; 1963, N 21; 1964, N 25.
20. Quart. Bull. Solar Activity, 1957—1963, N 119—144.
21. F. C. Jonah, H. Dodson, E. R. Hedeman. Solar activity catalogue, 1—5, NASA, 1965.
22. M. Pick-Gutmann. Ann. Astrophys., 1961, 24, 183.
23. Z. Svestka, J. Olm r. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1966, 17, 4.
24. А. Н. Ч а р а х ч ь я н, Т. Н. Ч а р а х ч ь я н. Геомагнетизм и аэрономия, 1962, 2, 829.
25. S. R. Winckler. J. Geophys. Res., 1960, 65, 1331.
26. Л. С. Левицкий, Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, 40.
27. K. G. McCracken, U. Rao, R. P. Bukama. J. Geophys. Res., 1967, 72, 4293.
28. Т. Такакура. Publ. Astron. Soc. Japan, 1963, 15, N 3, 327.
29. Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, 151.
30. Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 132.
31. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапош-никова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 29, 15.
32. А. Б. Северный. Вестник АН СССР, 1964, № 9, 62.
33. A. B. Severny. Transactions of the IAU, 1965, v. XIIA, 755.
34. А. Б. Северный. УФН, 1966, 88, 3.
35. C. S. Warwick. Astrophys. J., 1965, 141, N 2.
36. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 37.
37. K. Sakurai. Publ. Astron. Soc. Japan, 1966, 18, N 4, 350.
38. М. Н. Гневышев, Л. Кривски. Астрон. ж., 1966, 43, 385.
39. М. Н. Гневышев. Астрон. ж., 1965, 42, 488.
40. K. Sakurai. Rep. Ionosph. Space Res. Japan, 1967, 21, 29.
41. М. Н. Гневышев. Астрон. ж., 1963, 40, 401.
42. А. Анталова, М. Н. Гневышев. Астрон. ж., 1965, 42, 253.
43. Z. Svestka. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1966, 17, 262.