УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.038

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ СОЛНЦА И ЗВЕЗД

А. Б. Северный

СОДЕРЖАНИЕ

Вве;	дение					- 3
\$ 1.	Методы и техника измерения магнизных полей					4
§ 2.	Общее магнитное поле Солнца					- 13
§3.	Сильные магнитные поля в активных областях Солица					- 24
§ 4.	Магнитные поля звезд					- 40
Цил	гированная литература		•			48

введение

Открытие Дж. Хэйлом в 1908 г.¹ зеемановского расщепления темных (фраунгоферовых) линий в спектре солнечных пятен является, несомненно, одним из наиболее выдающихся событий в астрономии: оно положило начало систематическому изучению магнитных полей на Солнце и поискам магнитных полей других космических тел (звезды, галактические туманности и др.). До этого открытия единственным примером магнитных полей в космосе являлось магнитное поле нашей Земли. Благодаря работам Бэбкока² в течение последних 20 лет стало известно, что многочисленные звезды также имеют магнитные поля, доходящие в среднем (по поверхности звезды) до нескольких килогаусс, а потому значительно превосходящие солнечные магнитные поля (того же порядка). сосредоточенные главным образом в солнечных пятнах. Если бы мы могли изучать Солнце со стороны как звезду, солнечные магнитные поля едва ли можно было обнаружить, так как области, занятые на Солние существенными магнитными полями (м. п.), привносят не более 0.1% в полную яркость звезды.

Более 50 лет прошло после открытия Хэйла; за это время накоплено много данных о магнитных полях Солнца и звезд, но тем не менее природа магнетизма Солнца и звезд остается в высшей степени загадочной. Теории, успешно объясняющей явления, практически не существует, а наблюдения приводят часто к противоречивым заключениям. Например, теоретически, благодаря очень высокой проводимости звездной плазмы и очень большим характерным размерам, с которыми мы имеем дело на звездах, их магнитные поля не должны практически затухать. С другой стороны, наблюдения часто показывают сильные и «спазматические» изменения м. п., которым сопутствуют другие крайне резкие изменения в состоянии звездной плазмы (изменения поля скоростей и др.). Колоссальные, крайне быстрые изменения м. п. наблюдаются в магнитнопеременных звездах: здесь нередко полное перераспределение поля и даже изменение знака полярности наблюдается в течение периода порядка суток.

Роль магнитных полей в сохранении равновесия или стационарного состояния звезды также нельзя недооценивать, если рассмотреть, например, такие звезды, как HD 215441, где Бэбкок нашел напряженность поля 34 кгс³. Здесь магнитное давление может достигать 50 *атм*, что подавляюще превосходит обычное газовое (и, конечно, радиативное) давление.

Проблема химического состава звезд теснейшим образом связана с магнитными полями. Исключительно большое время диффузии, необходимое для перемешивания элементов в присутствии магнитного поля при характерных размерах, с которыми мы имеем дело в звездах, не исключает возможности того, что химический состав намагниченных участков звездной плазмы (скажем, трубок, колец) будет отличаться от состава остальной части звезды. Это может, в частности, оказаться справедливым и для солнечных пятен с их сильными магнитными полями. В принципе, как отметил Альвен⁴, магнитные пятна могут «хранить память» об отдаленном прошлом звезды, будучи остатками ранних ступеней ее эволюции.

В настоящем обзоре сделана попытка суммировать результаты экспериментального изучения магнетизма Солнца и звезд. Теории магнитных явлений в космических телах почти не рассматриваются, так как было бы трудно в одном обзоре изложить состояние как экспериментального, так и теоретического изучения проблемы, тем более, что вопросы теории относятся скорее к области теоретической магнитогидродинамики.

Невозможность реализовать в земной лаборатории плазму с такими характерными свойствами и соотношениями параметров, как на Солнце и звездах, делает всю проблему звездного магнетизма очень специфичной, когда подчас мы оказываемся даже не в состоянии четко сформулировать физическое содержание обсуждаемого круга явлений, чему нередко способствует недостаток экспериментальных данных и теоретического анализа.

§ 1. МЕТОДЫ И ТЕХНИКА ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

В случае сильных полей определение абсолютной величины напряженности H базируется существенно на измерениях величины магнитного расщепления спектральной линии с длиной волны λ :

$$\Delta \lambda_H = \pm H \frac{\mu \lambda^2}{hc} (m_2 g_2 - m_1 g_1), \qquad (1)$$

где m_2 и m_1 — магнитные квантовые числа верхнего и нижнего уровней, которые меняются от -J до +J, а величина фактора Ланде

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}.$$
 (2)

Для всякой линии картина расщепления Зеемана может быть найдена путем вычисления g для верхнего и нижнего уровней (g_1 и g_2); затем для каждого терма записываем ряд допустимых mg и берем разности с учетом правил отбора ($\Delta m = 0$ для π -компонент и $\Delta m = \pm 1$ для σ -компонент ортогональной поляризации). Подобные картины для всех обычных переходов табулированы в работе⁵. В простейшем случае линий, имеющих триплетное расщепление, $g_1 = g_2 = 1$ для нормального триплета, но для отдельных, наиболее важных для практических применений случаев оно достигает 2,5 или 3, например в случае линий железа $\lambda = 6302$; 6173; 5250 Å — наиболее часто используемые для измерений солнечных м. п. При неравных g_1 и g_2 возникает аномальная картина: π - и σ -компоненты, входящие с различными интенсивностями, объединяются в группы — бленды, и для них можно вычислить некоторый эффективный сдвиг, характеризуемый величиной z (среднее взвешенное по всем интенсивностям значение $m_2g_2 - m_1g_1$); эти значения табулированы примерно для 1500 линий, встречающихся в звездных спектрах, в ⁶. Примеры вычислений аномальных картин см. в работе ⁷. Для простых триплетов, симметрично по обе стороны от несмещенной л-компоненты, находятся σ-компоненты на расстоянии

$$\Delta\lambda_H = \pm 4,67 \cdot 10^{-5} g \lambda^2 H,\tag{3}$$

где λ — в см, а H — в гс. В случае чисто продольного поля, как известно, π -компонента отсутствует, а обе σ -компоненты поляризованы по кругу вправо и влево, тогда как для чисто поперечного поля π - и обе σ -компоненты плоско поляризованы под прямым углом друг к другу. Из-за сравнительно большого расширения линий в спектрах звезд и Солнца (благодаря в основном турбулентности и сильному вращению) их шприна

 $\Delta\lambda$ существенно больше $\Delta\lambda_H$ и мы имеем бленду перекрывающихся компонент картины Зеемана. Поэтому в астрофизике предпочитают почти исключительно работать с анализатором круговой поляризации, т. е. иметь дело с продольным эффектом Зеемана, где отсутствует л-компонента (легче измерять расщепление, чем небольшое изменение контраста внутри линии).

Для случая поля, наклоненного под углом ү к лучу зрения, относительные интенсивности компонент триплета после прохождения через анализатор круговой поляризации, как показал Сирс⁸, определяются выражениями

$$\sigma_{1} = \frac{1}{4} (1 - \cos \gamma)^{2}, \qquad \pi = \frac{1}{2} \sin^{2} \gamma,$$

$$\sigma_{2} = \frac{1}{4} (1 + \cos \gamma)^{2}, \qquad (4)$$

если эмиссионная линия оптически тонкая. Диаграмма рис. 1 иллюстрирует этот $\begin{array}{c} \gamma \\ 0^{\circ} \\ 30 \\ 50 \\ 50 \\ 120 \\ 150 \\ 180 \\ \hline G_2 \quad \pi \quad G_1 \end{array}$

Рис. 1. Относительные интенсивности компонент σ_1 , π , σ_2 (n_v , p, n_r) в зависимости от угла γ согласно⁸.

ход интенсивностей различных компонент с изменением γ . Из очевидных энергетических соображений следует, что наибольшая (равная 1) интенсивность каждой из компонент составляет половину интенсивности *) суммарного излучения двух взаимно ортогональных колебаний, возникающих в присутствии магнитного поля и падающих на анализатор (такие колебания независимы, п квадраты их амплитуд складываются). Практически, однако, так как $\Delta\lambda_0 \gg \Delta\lambda_H$ (особенно в случае малых полей), компоненты в спектре перекрываются, что является причиной своеобразного взаимодействия между ними: только в случае оптически тонкого слоя происходит сложение интенсивностей (или поглощений). В случае оптически толстого слоя излучение σ_2 -компоненты (при $\gamma = 90^\circ$) поглощается σ_4 -компонентой, но не поглощается взаимно ей ортогональной π -компонентой. В общем случае состояние поляризации в каждой точке магнитно-расщепленной линии при взаимном наложении

^{*)} Говоря об интенсивности, мы подразумеваем интеграл по контуру спектральной линии.

ее компонент является состоянием с эллиптической поляризацией, распределенным симметрично по отношению к центру линии; примеры подобных распределений для различных ү от 0 до 90° см., например, в ⁹.

Для измерения сильных полей на Солнце и звездах на практике используется спектрограф с наибольшей допустимой дисперсией, перед щелью которого устанавливается анализатор. Картина Зеемана в спектре регистрируется фотографически или визуально (только в случае Солнца) для двух противоположных состояний поляризации. Анализатор в основном состоит из кристаллической пластинки, дающей разность хода $(2n + 1)\frac{\lambda}{4}$ между колебанием вдоль обыкновенной и необыкновенной осей, и поляризаторов, обычно размещаемых под углом $\pm 45^{\circ}$ к этим осям.



Рис. 2. Спектр поляризации большого пятна, снятый с поляроидной мозанкой (a, поляроид — пластинка $\lambda/4$) и одним поляроидом в разных положениях оси затухания (δ и e, 0 и 45°) (в этом пятне хорошо заметен эффект деполяризации ⁸⁴).

Для Солнца, однако, предпочитают между пластинкой $\frac{1}{4}$ λ и щелью ставить поляроидную мозаику, состоящую из узких полосок поляроида, оси затухания которых чередуются, образуя $+45^{\circ}$, затем -45° и т. д. с осями пластинки (пластинка Хэйла — Никольсона). Это позволяет сразу получить распределение (дискретное, с шагом, равным ширине полоски) м. п. в одном измерении на отрезке, соответствующем изображению щели спектрографа, что обычно захватывает по длине 3-5 угловых минут на диске Солнца (диаметр ~30'). На рис. 2 показан пример фотографии эффекта Зеемана в спектре солнечного пятна (светлая полоска вдоль спектра), снятого с помощью мозаичного анализатора в Крымской астрофизической обсерватории ¹⁰. Чувствительность этого метода обычно не превосходит 100-200 гс. Дальнейшее, недавнее развитие этот метод получил в ¹¹, где использован прием «прыгающей» входной щели спектрографа (с поляроидной мозаикой и $\frac{1}{4}$ λ -пластинкой) и синхронно с ней дискретно перемещающейся, сравнительно широкой (с шириной порядка наибольшего расщепления) выходной щели в фокальной плоскости спектрографа. На фотопластинке, стоящей в этой плоскости, получается в таком случае дискретная последовательность изображений магнитно-расщепленной линии в разных участках Солнца, как вдоль, так и поперек щели спектрографа, т. е. получается дискретное распределение поля в двух измерениях.

В работе ¹² был разработан метод получения непрерывного распределения поля в двух измерениях на диске Солнца путем применения принципа спектрогелиографа — прибора, позволяющего получить монохроматическое, в свете избранной спектральной линии, изображение Солнца. Суть этого метода вкратце сводится к тому, что если узкая выходная щель спектрографа установлена на краю (в крыле) спектральной линии, подверженной магнитному расщеплению, а перед входной щелью

установлен анализатор круговой поляризации $\left(rac{1}{4} \lambda
ight)$ и поляризатор под

углом +45° к оси пластинки), в тех местах Солнца, где имеется поле,

в выходной щели появляется, скажем, темная σ_1 -компонента, и потому интенсивность света в этом месте щели падает. Если теперь изображение Солнца перемещать относительно входной щели и синхронно перемещать фотопластинку, установленную позади выходной щели, то на ней получится чередование светлых и темных мест, соответствующее чередованию магнитных и немагнитных областей на Солнце. Фактически, в связи с наличием также σ_2 -компоненты, получаются (путем деления пучка света) два изображения Солнца (в σ_1 и σ_2), которые потом накладываются, что позволяет усилить контраст при изготовлении окончательного отпечатка. Сходный метод, очевидно, может быть применен и для получения распределения лучевых скоростей по диску Солнца, вызывающих аналогичные сдвиги линий благодаря эффекту Допплера. Большое преимущество метода — возможность быстро (в течение 10 мин) получить распределение м. п. по всему диску Солнца; недостаток обоих методов — сравнительно невысокая чувствительность (ошибки не менее 50 гс).

Для уменьшения ошибок фотографического метода определения м. п. на Солнце был предложен ряд остроумных, сложных интерферометрических методов ¹³⁻¹⁶, в основном предназначенных для измерения общего м. п. Солнца (вдали от солнечных пятен и других зон активности). Однако для целей измерения слабых полей наиболее эффективным оказался фотоэлектрический метод, впервые введенный в ¹⁷ и затем развитый в ¹⁸ в его наиболее эффективном виде. Дальнейшие применения и усовершенствования этого метода см. в ¹⁹⁻²¹.

Принцип фотоэлектрического метода (магнитографа) очень прост. Если магнитное поле слабое, то из-за сильного перекрытия компонент расстояние между ними практически неизмеримо, но если мы будем модулировать состояние поляризации падающего на анализатор луча $\Big($ например, меняя запаздывание в пределах $\pm rac{1}{4}\,\lambda\Big)$, то возникнут флуктуации интенсивности в блендированной картине Зеемана и фотоэлектрически измеренная амплитуда этих колебаний должна некоторым образом зависеть от напряженности м. п. Для целей модуляции поляризации наиболее эффективным оказался кристалл фосфата аммония ADP, вырезанный параллельно главной оси, к обоим сторонам которого, покрытым токопроводящим слоем, приложено переменное напряжение (около 4 кв), позволяющее получить разность хода $\pm \frac{1}{4}$ λ . Поляризатор нозади (по ходу луча) кристалла пропускает поочередно о₁- или о2-компоненту продольного поля (см. рис. 3- схему расположения основных элементов магнитографа). Если симметрично относительно середины слабо расщепленной линии в ее пределах расположены две щели и позади них фотоумножители, то в обоих каналах возникают равные по величине и противоположные по фазе флуктуации фототока, которые электрически складываются так, чтобы удвоить сигнал. После предварительного усиления

сигнал поступает на синхронно-фазовый детектор (поляризованное реле),

который «запоминает» амплитуды сигнала и складывает их (см. схему образования сигнала на рис. 4, *a*), так что если I_- и I_+ —интенсивности света в щелях при фазе $+\frac{1}{4}\lambda$ и $-\frac{1}{4}\lambda$, сигнал будет определяться величиной

$$\boldsymbol{\delta}_{||} = 2 \left(\boldsymbol{I}_{+} - \boldsymbol{I}_{-} \right) \approx 2 \frac{\partial \boldsymbol{I}_{\lambda}}{\partial \lambda} \Delta \lambda_{H}$$
(5)

для случая малых сдвигов Δλ_н контура линии, который можно аппроксимировать треугольником. Величина ∂Ι_λ для каждой линии может



Рис. 3. Расположение основных элементов магнитографа 24, 27.

Нt — вектор поперечных колебаний, х — угол, который он образует с осями составной пластинки Л.4. Модуляции направления осей этой пластинки позволяет одновременно регистрировать обе составляющие поперечного поля (пластинка укреплена на якоре реле перед щелью спектрографа; показана наверху). АDP — кристалл фосфата аммония; ФЭУ — фотоумножители.

быть вычислена, поэтому согласно (3) величина сигнала пропорциональна напряженности продольного м. п. при не слишком больших величинах *H*. Точность метода определяется только шумами ФЭУ и схемы (постоянной времени записи), которые составляют обычно несколько гаусс, что соответствует колебанию контраста в зеемановской картине ~ 0,01%. Вместо двухщелевого фотометра можно использовать фотометр с одной щелью и одним ФЭУ, подавая попеременно оптически (колебанием стеклянной пластинки) на эту щель изображения то правой, то левой половинки картины Зеемана, как это сделано в ²⁰.

На рис. 5 показан пример записи на электронном потенциометре продольного поля в области группы солнечных пятен.

Для измерений поперечного поля предложено (впервые в ²²) следующее видоизменение фотоэлектрического метода (см. рис. 4, б). Если перед модулятором ADP поставить кристаллическую пластинку с фиксированной разностью хода $+\frac{1}{4}\lambda$ (см. рис. 3), то все устройство станет анализатором линейной поляризации с модуляцией разности хода от $\frac{1}{2}\lambda$ до нуля. Поскольку сигналы, поступающие в каналы *I* и *II* щели, одинаковы по величине и по фазе, их надо не вычитать, как ранее, а сложить. Возникнет пульсирующий фототок (постоянная составляющая гасится схемой), и сигнал будет определяться выражением, аналогичным равенству (5):

$$\delta_{\perp} = 2 \left(I_{-} - I_{+} \right), \tag{6}$$

где I_и I+ — интенсивности при фазе - 1/2 λ и 0. В случае поперечного поля (взаимно ортогональные, плоскополяризованные колебания) величина



Рис. 4. Схема образования сигналов продольного (a) и поперечного (б) полей, а также калибровочного сигнала (в).

I и II — щели фотометра. Посредине показаны схематически изменения фототоков в каналах I и II. Внизу—схема вычитания (слева) и сложения (справа) сигналов, возникающих в обоих каналах.

сигнала, прошедшего через анализатор, будет, очевидно, зависеть также от взаимного расположения осей пластинки $\frac{1}{4}$ λ , фосфата аммония и плоскости колебаний (см. ²³). В простейшем случае, когда ось $\frac{1}{4}$ λ -пластинки совпадает с осью кристалла, сигнал

$$\delta_{\perp 1} = 2 \left(a^2 - b^2 \right) \sin 2\chi,$$

а если эти оси скрещены под 45°, то получаем сигнал

$$\delta_{\perp 2} = 2 \left(a^2 - b^2 \right) \cos 2\chi,$$

где a^2 и b^2 — квадраты амплитуд взаимно ортогональных (л и σ) колебаний, а χ — угол между осью кристалла и направлением поля \mathbf{H}_{\perp} .

Отношение сигналов $\delta_{\perp 1}/\delta_{\perp 2}$ фиксирует азимут плоскости поляризации, $\delta_{\perp} = \sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2} = 2 (a^2 - b^2)$ определяет длину вектора колебаний. В методе, предложенном в ²⁴, сигналы $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$ записываются одновременно, что достигается путем модуляции ориентации $\frac{1}{4} \lambda$ -пластинки так, что две $\frac{1}{4} \lambda$ -пластинки, скрещенные под 45°, смонтированы на колеблющемся перед щелью якоре реле (см. рис. 3). Специальное электронное устройство записывает угол $\chi = \operatorname{arctg} \frac{\delta_{\perp 1}}{\delta_{\perp 2}}$. Продольное поле здесь регистрируется отдельно от поперечного. Можно, однако, все три составляющие $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$ и δ_{Γ} записывать одновременно, как это предложено в ²⁵,



Рис. 5. Последовательные записи продольного поля $\mathbf{H}_{||}$ для одного и того же разреза в группе пятен 17.07. 58 г., показывающие наличие тонкой структуры поля (пики поля *a*, *b* и т. д., локализованные на участках длиной $L \sim 2 - 5''$ на Солнце)⁸⁴.

что сокращает время регистрации полного поля в два раза. Это достигается путем выделения сигнала с двойной частотой модуляции: при модуляции $\frac{1}{2} \lambda \rightleftharpoons 0$ д в а ж д ы возникает разность хода $+ \frac{1}{4} \lambda$, т. е. схема пропускает на удвоенной частоте, скажем, только правокруговые колебания σ_1 от продольной составляющей, что дает сигнал продольного поля в два раза слабее, чем при отдельной записи (ср. рис. 4, 6), где используется также левокруговая составляющая σ_2 . Вместо указанных величин δ_{\parallel} , δ_{\perp} , χ можно записывать параметры Стокса, как это делается в ²⁵. Сходный метод фотоэлектрических измерений был предложен недав-

Сходный метод фотоэлектрических измерений был предложен недавно в ²⁶, однако автор измеряет фотоэлектрически поляризацию не внутри магнитночувствительной спектральной линии, а в широком спектральном интервале (~300 Å), выделяемом обычным стеклянным фильтром, причем весь эффект регистрируемой поляризации приписывается исключительно м. п. Однако поляризация, возникающая при процессах рассеяния в некоторых спектральных линиях (особенно при резонансном рассеянии), может вызвать эффект, вполне сравнимый с тем, который создается м. ц. (см. ²³ и ²⁷), поэтому предложенный в ²⁶ метод едва ли пригоден для измерения поперечных м. п.

Фундаментальное значение для фотоэлектрических измерений м. п. имеет калибровка сигналов поля. Рис. 4, е показывает, что сдвиг линии поглощения в результате эффекта Допплера относительно ее нормального положения (при котором световые потоки в обеих щелях одинаковы) приводит к появлению некоторой разности фототоков в обоих каналах магнитографа, которую можно промодулировать и измерить как некоторый эквивалентный сигнал продольного поля. Для получения «стандартного», известного сдвига линии используется вращение Солнца (скорость равна 2 км/сек на экваторе). Для модуляции в этом случае перед анализатором круговой поляризации устанавливается дополнительная оптика, состоящая из поляроида и фиксированной пластинки $\frac{1}{4}\lambda$, поэтому вся комбинация работает как электрооптический затвор.

Сдвиги линии из-за движений газов на Солнце и колебаний ноказателя преломления воздуха могут искажать сигналы магнитных полей. Для устранения этих искажений нужно удерживать линию симметрично на щелях. С этой целью перед щелями ставится «самоустанавливающаяся» плоскопараллельная пластинка, поворачиваемая мотором от тока, пропорционального разности потоков света, проходящих через обе щели. Поскольку поворот такой пластинки пропорционален допилеровскому сдвигу линии, помимо удержания линии на щели это устройство позволяет регистрировать также лучевую скорость солнечных газов.

Калибровка измерений поперечного поля может быть выполнена на основе теоретической зависимости сигналов поперечного поля от угла наклона поля γ и напряженности поля ^{22, 30}, с использованием различных предположений о механизме образования линий (истинное поглощение ^{28, 29} или рассеяние ³⁰). Можно также получить эту калибровку из сравнения измеренных сигналов δ_{\perp} на магнитографе с непосредственно измеренными расщеплениями на фотографиях зееман-эффекта (для той же области на Солнце) ³¹.

Чувствительность фотоэлектрического метода записи м. п., определяемая отношением сигнал/шум, для случая продольного поля ~1 гс, для случая поперечного поля — от 50 до 100 гс.

Солнечные магнитографы, позволяющие измерять только продольную компоненту поля, используются на обсерваториях Маунт-Вилсон (США) ¹⁸, во Фраунгоферовском институте ³² (ФРГ), в Кэмбриджском университете ³³ и в Пулковской обсерватории ²¹. Магнитографы, дающие как продольную, так и поперечную компоненты поля, работают в Крымской обсерватории ^{19, 22-24} и ИЗМИРАН ^{20, 25} (Москва). Применяются различные способы записей. Например на Маунт-Вилсон имеется специальный автоматический механизм сканирования, позволяющий регистрировать сигнал б. вдоль 22 разрезов по всему диску Солнца. С этим сканированием синхронизована горизонтальная развертка катодного осциллографа, к вертикальным пластинам которого приложен сигнал продольного поля, управляющий отклонениями электронного луча. Экран катодного осциллографа фотографируется на пленку. Пример такой записи полей на всем диске показан на рис. 6. Этот способ удобен для быстрого обозрения обстановки с магнитными полями на всем диске Солица. Однако разрешающая способность (по диску) этого способа мала (1',5), и способ мало пригоден для количественного анализа, в частности, из-за перекрытия записей со смежных разрезов. В остальных обсерваториях записываются преимущественно отдельные, ограниченные участки поверхности Солнца путем сравнительно медленного движения его изображения относительно щели спектрографа. Пример такой записи вдоль одного разреза небольшого участка показан на рис. 5.



Рис. 6. Пример магнитограмм всего диска Солнца, получаемых на обсерватории Маунт-Вилсон ¹⁸.

В ИЗМИРАН реализована также возможность делать запись, наблюпая записываемый участок Солнца в лучах водородной линии H_a. Эти способы, хотя и не дают картины поля сразу на всем диске Солнца, но позволяют детально, с большим разрешением (доходящим до нескольких секунд дуги) исследовать количественно м. п. в любой интересующей нас области. На рис. 7 изображена карта пропольного и поперечного полей активной области на Солнце, полученная в результате таких детальных регистраций.

В заключение остановимся кратко на методике измерения м. п. звезд. Здесь до сих пор использовался двойной или дифференциальный анализатор круговой поляризации, подоб-

ный примененному Зееманом для лабораторных спектров. Он состоит из



Рис. 7. Комбинированная карта магнитного поля за 19.09,1962 г. (Крымская астрофизическая обсерватория ²³).

Замкнутые сплошные линии — изогауссы (1 дел. = 2,4 гс); пунктирная линия — линия H_{||} = 0; отрезки прямых — вектор б⊥, длина отрезка пропорциональна длине этого вектора, а направление отрезков определяется углом χ. Черные области — солнечные пятна; рядом напряженность (в единицах 10² гс) и полярность их м. п., измеренные с помощью поляризационной мозаики. Линия — λ 5250. Знаком *а* обозначено поперечное поле.

слюдяной пластинки $\frac{1}{4}$ λ (для λ около 4300 Å) в комбинации с плоскопа-

раллельной пластинкой из кристалла шпата, дающего два луча — обыкновенный и необыкновенный (взаимно ортогонально поляризованных), которые на щели спектрографа дают рядом два изображения звезды, а пройдя через спектрограф, образуют два параллельных спектра, один под другим, на фотопластинке. Ось $\frac{1}{4} \lambda$ -пластинки делит пополам прямой угол между илоскостями поляризации света в шиате (рис. 8). Дальнейшее измерение поля производится на фотопластинке: измеряются относительные сдвиги ряда (около 30—40) линий в обоих спектрах. Единственные измерения были



Рис. 8. Поляризационная насадка на щели спектрографа для определения м. п. звезд. Свет, собранный 100"-зеркалом (F/30), падает в направлении, указанном стрелкой.

до сих пор выполнены X. Бэбкоком на 200-дюймовом телескопе обсерватории Маунт-Паломар ³⁴. Использовался спектрограф с дифракционной решеткой в фокусе Кудэ этого телескопа с дисперсией 4,5 Å/мж; камерой спектрографа служила светосильная камера Шмидта с фокусом около 2 м. Аппаратура позволила эффективно исследовать м. п. для звезд до 7-й величины. Измеряя сдвиги линий Δs с различным эффективным расщеплением z, можно из соотношения $\Delta s \sim z\lambda^2 H_e$ найти эффективное поле H_e , т. е. продольную компоненту поля при допущении, что поле равномерно. Первоначально в ¹³⁶ делались предноложения о распределении (скажем, дипольном) поля по поверхности звезды, что требовало знания распределения яркости по диску звезды и др. факторов, однако допущение дипольного поля оказалось несостоятельным и не необходимым.

§ 2. ОБЩЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЦА

а) Полярное поле

Первые спектроскопические исследования общего м. п. Солнца, выполненные Хэйлом и др. ³⁵, показали, что в 1913—1914 гг. Солнце было подобно равномерно намагниченной сфере с магнитной осью слегка наклоненной к оси вращения и полярностью того же знака, что у Земли. Среднее смещение спектральных линий в обеих (северной и южной) полусферах указывало на напряженность поля $H_p \approx -20$ гс на северном полюсе Солнца. Авторы нашли, что напряженность поля убывала с высотой в атмосфере Солнца и что «истинное» поле выявляется скорее по спектральным линиям, возникающим в более глубоких слоях (слабые линии). Спектрограммы Хэйла, а также новые, полученные в 1922—1923 гг., были измерены в ³⁶ (используя линию λ 5247,58, g = 2,5).

Вновь было получено хорошо выраженное изменение полярности при переходе из северной полусферы в южную. Амплитуда сдвигов оказалась ~1µ, что дало $H_p \approx -4$ гс. Визуальные измерения, выполненные в ³⁷ с сентября 1933 по январь 1934 г., дали значение $+3,6 \pm 1,7$ гс; другая серия измерений с 1 октября 1948 г. по 1 апреля 1949 г. привела к значению $H_p = +2,0 \pm 2,8$ (для широты 45°) ³⁸.

В работе ¹⁴ была впервые применена интерференционная методика для повышения точности измерений общего поля (использовалась пластинка Луммера в комбинации со спектрографом). Для широт ±45° были получены значения от —6 до —60 гс в 18 случаях в течение 1940— 1950 гг., и в 24 случаях не было найдено никакого поля или только очень малое положительное. В то же время с помощью аналогичного метода в августе — сентябре 1949 г. ³⁹ было получено значение 1—2 гс на тех же широтах. Очень сложная интерферометрическая техника, примененная в ^{13,40}, привела к значению +1,5 ± 3,5 гс в 1947—1948 гг. для тех же широт. В 1949 г. тот же автор нашел значение +1,5 ± 0,75 гс и в 1951 г. — $H_p = +2,4 \pm 0,5$ гс. Хороший обзор результатов этих измерений дан в ⁴¹. Первая попытка фотоэлектрических измерений общего поля, сделанная в ¹⁷, показала наличие тонкой структуры м. п. вдали от иятен даже при сравнительно низкой разрешающей силе (60"— длина щели спектрографа). Характерный размер этой структуры был оценен ~20". Не было зарегистрировано полей на полюсах больше 1 гс.

В работе ⁴² с помощью магнитографа авторы были способны обнаружить общее поле напряженностью ~1 гс путем осреднения (с разрешением ~60") по большой полярной области с широтами более $\pm 55^{\circ}$. С 1952 по 1955 г. поле было противоположно по направлению полю Земли. Авторы нашли, что напряженность и полярность поля меняется синфазно с изменением угла между осью вращения Солнца и направлением Солнце — Земля (из-за чего возникает перспективное сокращение и расширение полярных шапок Солнца и, возможно, колебание магнитного потока). Измерения, кроме того, не показали 30^{d} -периода, который можно было бы ожидать, если бы магнитная ось Солнца была наклонена к оси вращения. Однако иногда полярное поле возрастало в несколько раз по сравнению со средним значением, а иногда оно полностью исчезало на одном из полюсов.

Изменения полярности при прохождении через минимум солнечной активности не было обнаружено (сентябрь 1959 г.); поле было противоположно полю Земли (положительное) с 1952 по 1955 г. Значения эффек-

тивного магнитного потока $\left(\int H_e \cos \gamma \ d\sigma, \ rge \ d\sigma -$ элемент площади диска) изменялись от $-0,1\cdot 10^{21}$ до $+1,6\cdot 10^{21}$ жксе в 1953 г. Авторы ⁴² оценили полный поток $\sim 8\cdot 10^{21}$ жксе для областей с широтой более 46°.

Дальнейшие измерения на магнитографе при разрешении 1', выполненные в ⁴³ в семи отдельных точках в обеих полярных областях, усредненные во времени, показали, что полярность общего поля была противоположна полярности земного поля с 1956 по 1957 г.; в середине 1957 г. знак поля на южном полюсе изменился на противоположный и оба полюса в течение более полугодового периода, до ноября 1958 г., сохраняли одинаковый знак (весной 1957 г. поле исчезло на обоих полюсах на несколько месяцев). В ноябре 1958 г. поле на северном полюсе практически внезапно изменило свой знак с + на —; в 1959 г. оно было параллельно полю Земли. Рассмотрение порознь чисел Вольфа для северной и южной полусфер Солнца за тот же период 1956—1959 гг. показывает, что эти числа достигли максимума в южном полушарии на год раньше, чем в северном, что согласно⁴⁴ должно бы быть связано с указанным выше обращением полярного поля на южном полюсе на год раньше, чем на северном.

Č 1959 по 1964 г. наблюдения общего м. п., более или менее систе матические, проводились на магнитографах в Маунт-Вилсон, Кэмбридже



Рис. 9. Изменение общего м. п. Солнца со временем: M — эпохи максимума, m — минимума.

Отрезками прямых изображены ошибки отдельных измерений; в квадратных скобках даны ссылки на литературу.

и в Крыму. Согласно⁴⁵, начиная с фазы обращения знака полярностей (1957—1958 гг.), на полюсах сохранялась одна и та же полярность и в отдельных случаях можно было обнаружить явные указания на очень слабое поле на том или другом полюсе. В ⁴⁶ впервые сообщалось о том, что, вероятно, в марте 1961 г. исчезло поле на южном полюсе. Измерения в Кэмбридже ⁴⁷, а также в Крыму ⁴⁸ показали, что с 1961 г. до конца 1964 г. на южном полюсе нельзя было обнаружить сколько-нибудь заметного поля, тогда как на северном полюсе вполне уверенно регистрировалось южное (отрицательное) поле порядка нескольких гаусс.

Изменения общего (полярного) м. п. за весь период, охваченный наблюдениями (с 1914 г.), согласно всем перечисленным выше данным приведены на рис. 9 (см. ⁴⁹). Хотя результаты, полученные до 1952 г., не вполне надежны, трудно все же избежать заключения, что общее м. п. Солнца действительно подвержено изменениям. Наиболее надежное изменение знака полярного поля зарегистрировано в 1957—1958 гг., но два других, встречающихся около 1927 и 1937 гг., также, по-видимому, имели место. Мы видим, что с эпохами обращения полярности общего поля совпадают более или менее точно эпохи максимума M солнечной активности, тогда как эпохи минимумов m находятся «в фазе» с наибольшим отрицательным или положительным полем (кроме первого определения общего поля в ³⁵). Совпадение обращения полярности поля в 1957— 1958 гг. с максимумом активности отмечено впервые в ⁵⁰. Таким образом, изменение общего м. п. с 20-летним периодом, подобное тому, что наблюдается для чередования полярности солнечных пятен (см. ниже). является вполне вероятным.

Возможное объяснение таких изменений предложено недавно в ⁵¹. Оно начинается с допущения, что общее м. п. Солнца в начальной фазе -осесимметричное поле диполя с силовыми линиями, лежащими целиком в плоскости меридианов (рис. 10). Принимая, что силовые линии этого поля погружаются на небольшую, везде примерно одинаковую глубину под поверхностью (в экваториальном поясе), в силу наличия дифференциального вращения Солнца (экваториальная зона вращается быстрее высокоширотных) мы должны заключить, что одна и та же силовая линия такого поля пересекает поверхности (цилиндры) с различной.



Стадия І

Стадия 4

Рис. 10. Объяснение превращения полоидального дипольного поля (стадия 1) в тороидальное поле (стадия 2—3) и дальнейшее взаимодействие образовавшихся магнитных полей пятен H (петель) с общим дипольным полем h (стадия 4) согласно 51.

о — схематическое изображение поверхностей постоянной угловой скорости.

но постоянной на них угловой скоростью. В силу вмороженности м. п. в вещество участок силовой линии ближе к экватору будет вращаться быстрее, и в дальнейшем, в результате дифференциального вращения, силовая линия дипольного поля вытягивается все больше и больше к западу и начинает наматываться в экваториальном поясе как на барабан. Таким образом может возникать и усиливаться тороидальное поле. Отдельные участки силовых трубок этого поля могут всплывать над поверхностью Солнца (из-за флуктуаций плотности внутри трубок) и образовывать подобие биполярной группы пятен (стадия 2 на рис. 10). Финалом процесса согласно⁵¹ является особого типа взаимодействие полей таких групп с первоначальным полоидальным полем, приводящее к разрушению (ввиду противоположного направления обоих полей; см. стадию 4 на рис. 10) первоначального поля и к образованию нового м. п. типа диполя противоположной полярности.

На неправдоподобность такого объяснения с энергетической точки зрения указано в 52. Действительно, кинетическая энергия дифференциального вращения Солнца не более 10⁴⁰ эрг⁵¹. Энергия, запасенная в солнечном пятне (или группе) $W = \frac{H^2}{8\pi} v$, где v — объем $\sim (10^{10} \text{ см})^3$, а $H = 2 \cdot 10^3$ в среднем, так что $W \approx 10^{35}$ эрг. Считая среднее время жизни пятна ~0,1 года, получим расход энергии на образование одного пятна ~10³⁶ эрг/год. Отсюда видно, что энергии дифференциального вращения хватит на 10⁴⁰/10³⁶ = 10⁴ лет как максимум для поддержания подобного механизма; этот срок явно недостаточен. Если учесть еще ряд искусственных предположений и несостоятельность представления общего



Рис. 11. Пример записей полярного поля в λ 5250 на N-полюсе и S-полюсе (широты 50-80°), показывающих тонкую структуру поля и преобладание элементов S-полярности на N-полюсе.

Внизу запись шума; отдельные записи разделены промежутком 12",5 на Солнце 83.

2 УФН, т. 88, вып. 1

поля полем диполя (см. ниже), то объяснение 22-летнего цикла изменений поля в ⁵¹ едва ли можно признать удовлетворительным.

Более того, резко выраженная тонкая структура магнитных полей, в частности общего поля, которая выявляется при записях с большой разрешающей силой^{49,53}, заставляет по-иному рассматривать полученные ранее, зачастую противоречивые, результаты и их объяснение. На рис. 11 представлены оригинальные записи поперечного поля при разрешающей силе $5'' - в \sim 10$ раз больше ранее принятой: они показывают концентрацию поля в отдельных, небольших элементах (трубках силовых линий) различной полярности, напряженности



Рис. 12. Влияние разрешающей силы R на определение величины максимальной напряженности магнитного поля (H_{\max} , точки) элементов поля и их количество (n, кружки).

Справа оригинальные, многократно повторенные записи одного и того же участка полярного поля с разным разрешением R⁸³. и размеров. «Когерентность» последовательных записей нарушается, если заметно они отстоят друг от друга на 5" ($\sim 4000 \ \kappa m$ на Солнце) — около 50% характерных особенностей поля уже воспроизводится. Подне робная статистика показывает, что ~ 35% элементов имеют размеры $\leqslant 5''$ (заметим, что обычно колебания изображений из-за неспокойствия земной атмосферы составляют 2"). Рис. 12 иллюстрирует влияние разрешающей способности записи поля на величину напряженности и размер элементов: мы видим, что при переходе от низкого разрешения ($\sim 1'$) к высокому ($\sim 1''$) напряженность общего поля возрастает от нескольких

гс до нескольких десятков гс, тогда как размеры элементов уменьшаются не сильно, ~ в 2 раза. Это означает, что градиенты поля при увеличении разрешения могут возрасти более чем в 10 раз, что фактически и наблюдается. Более того, униполярные при низком разрешении области на Солнце превращаются в мультиполярные при высоком разрешении (см. при-мер, в ⁴⁰). При низком разрешении (\sim 1') в работе ⁴² регистрируется таким образом не менее 4-5 «некогерентных» распределений поля одновременно, что дает очень сильное осреднение и приводит к фиктивному увеличению вклада наиболее протяженных элементов поля, которые составляют не более 30% общего количества. Таким образом, измерения с низким разрешением не позволяют ответить на вопрос, является ли поле «когерентным», регулярным (типа диноля и т. п.) или же оно является следствием осреднения по области с многими магнитными пятнами. Фактически нет никакого равномерного полярного поля типа диполя или равномерно намагниченной сферы: только осреднение по большой (довольно произвольно выбранной) области дает преобладание одной полярности над другой, как было бы в случае равномерного поля.

Гистограммы рис. 13 дают частоту встречаемости элементов различной напряженности и полярности на *N*- и *S*-полюсах за первую половину 1964 г. ⁵⁴. Они хорошо показывают статистическое преобладание элементов *S*-полярности на северном полюсе Солнца и отсутствие подобного эффекта на южном. Интересно, что около 20% элементов имеют сильные поля ≥ 16 *cc* (с учетом поправки на разрешение R = 9"), которые выпадают при записях с низким разрешением. Это обстоятельство служит указанием на то, что отдельные элементы солнечных и звездных м. п. могут иметь поля в 5 \div 10 раз бо́льшие, чем это считалось до сих пор. Это следует также из спектра амплитуд Фурье для автокорреляционной функции между флуктуациями м. п. и размером элементов, полученного недавно ⁵⁵ при высоком разрешении. Средняя квадратичная амплитуда



Рис. 13. Гистограммы максимальных напряженностей элементов полярного поля: сверху для элементов *S*-полярности, снизу — для элементов *N*-полярности.

Пунктирная гистограмма — распределение шумов магнитографа (согласно 53).

этих флуктуаций составляет ± 16 *гс* для малых элементов в магнитно-«спокойной» области на экваторе (см. ниже). Сходная величина получена и в ⁵⁶. Если учесть, что в солнечных иятнах измеряемые поля достигают 4000 *гс*, а в звездах — несколько десятков тыс. *гс*, то применение здесь этого же соображения позволяет заключить, что отдельные элементы м. п. могут достигать ~10 тыс. *гс* и 50 :- 100 тыс. *гс* соответственно. Такие сильные м. п., если они существуют и будут открыты, позволят устранить ряд трудностей, связанных с генерацией космических лучей и радиоизлучения на Солнце и звездах.

То, что мы регистрируем как среднее поле на данной широте ф на Солнце, очевидно, есть

$$\overline{H}(\varphi) = \frac{1}{l} \int_{0}^{l} H(s) \, ds = \frac{1}{l} F(\varphi), \tag{7}$$

где *l* — длина регистрируемого участка. Величины *F* дают нам меру магнитного потока на данной широте. Если отношение средних полных потоков *S*- и *N*-полярностей равно 1 для южного полюса, то оно 6,4 на северном; этот странный факт еще не находит своего объяснения;

2*

возможно, значительная часть силовых линий, исходящих из элементов северного полюса, замыкается где-то на экваторе *).

Если бы среднее поле (7) было дипольным, то продольная (вдоль луча зрения) составляющая должна была бы следовать закону $\overline{H}_{||} \sim C \cos \varphi$, где величина $C = \frac{2a}{R^3} \sin \varphi$ практически неизменна в области широт $\varphi \ge 60^\circ$, где и ведутся фактически измерения. Наблюдения же показывают ход, противоположный ожидаемому для диполя (или для равномерно намагниченной сферы) ходу напряженности с широтой. Таким образом, даже среднее полярное поле нельзя представить себе как поле диполя. Сходный вывод получается также из анализа магнитограмм, полученных с низкой разрешающей силой ⁵⁷.

б) Поля низких широт

Одним из наиболее хорошо установленных фактов в области магнетизма Солнца является однозначное соответствие между положением магнитных элементов и яркими образованиями — облаками солнечной хромосферы, наблюдаемой в лучах ионизованного кальция Са II (линии \hat{H} и K в спектре Солнца $\overset{1}{2}$, $\overset{42}{2}$, $\overset{58}{5}$). В частности, в 59 это соответствие прослежено вплоть до самых мелких ярких элементов — узлов кальциевой хромосферы, видимых на пороге разрешающей силы (~ 2" и меньше). Об этом говорит также то, что автокорреляционная функция «поле — размер элемента» сходна с той же для автокорреляции «интенсивность — размер»⁵³. Первоначально соответствие было найдено для ярких, так называемых кальциевых флоккулов, ярких облаков, характерных для активных областей Солнца, со сравнительно сильными полями (десятки и сотни гс). Согласно 59 и 60 изофоты этих флоккулов близко следуют контурам изогаусс на картах продольной компоненты поля Н.: край флоккулов в большинстве случаев окаймляет изогаусса 10 гс ⁵⁸. Рис. 14 иллюстрирует соответствие поля и кальциевых флоккулов. В 60 найдено, кроме того, что яркость факелов возрастает с увеличением напряженности \mathbf{H}_{ii} вплоть до $H_{ii} = 70$ гс; для $H_{ii} > 70$ гс намечается максимум, а затем при бо́льших полях — падение яркости. Это все показывает, что свечение хромосферы и хромосферные факелы являются «неизбежными следствиями действия магнитного поля» 12. В связи с этим следует отметить теорию свечения флоккулов, развитую в работе 61 на основе рассмотрения влияния м. п. на конвекцию, фактически наблюдаемую повсеместно в атмосфере Солнца. Магнитное поле согласно⁶¹ быстрее подавляет турбулентность, нежели конвекцию, поэтому если возникает и растет магнитное поле, то, подавив турбуленцию, оно облегчает прохождение горячих конвективных струй кверху, создает тем самым добавочный приток энергии в верхние слои и повышенное свечение, усиление эмиссии в отдельных линиях. Эти соображения помогают понять причину образования флоккулов. Однако более подробное недав-

*) Подробные записи экваториальных полей недавно показали, однако, что это не так: на экваторе также преобладает поток *S*-полярности, хотя и в меньшей степени. Таким образом, во всей северной полусфере Солнца имелось в 1964 г. преобладание потока *S*-полярности, а поскольку на южном полюсе потоки *S*- и *N*-полярностей сбалансированы, факт нарушения баланса потока $\left(\int H_n d\sigma \neq 0\right)$ для Солнца в целом является очень странным ⁵³. Аналогичный факт недавно обнаружен для развивающихся активных областей (согласно частному сообщению В. Бумбы). Возможно, что при еще большем разрешении обнаружится еще большая концентрация поля, в частности, в отдельных элементах *N*-полярности, и указанная «магнитная асимметрия» обоих полушарий Солнца исчезнет.

магнитные поля солнца и звезд

нее исследование ⁶² показывает, что нет сколько-нибудь заметно выраженного максимума в ходе наблюдаемой яркости с напряженностью поля. Более того, зависимость яркости от поперечной составляющей поля оказывается даже более четко выраженной, чем продольной. В этом случае, вопреки ожиданиям, прохождение струй кверху должно было бы затрудняться с ростом поля.

Означает ли это повсеместно хорошее соответствие между яркими образованиями кальциевой хромосферы и элементами поля, что поле проникает в верхние, хромосферные слои (до 10 тыс. км) атмосферы Солнца? Некоторую полезную информацию для ответа на этот вопрос



Рис. 14. Кальциевые флоккулы (светлые облака) и изогауссы продольного поля (сплошные и цунктирные линии) в зависимости от полярности.

дает сравнение карт м. п., регистрируемых в обычных линиях, возникающих на большой глубине в фотосфере, с линиями (точнее, с ядрами сильных линий), возникающими в хромосфере (над фото-сферой), такими, например, как H_{β} водорода, H и K кальция. Рис. 15 один из примеров сравнений подобного рода, показывающий очень близкое соответствие между деталями карты поля в фотосфере и на высоте 1,5-2 тыс. км над нею, в нижней хромосфере (где возникает ядро линии Н_в): обычно все детали «хромосферной» карты поля могут быть найдены на фотосферной карте, но обратное не имеет места; в фотосфере наблюдаются детали, не видимые на хромосферных картах. Это может быть также связано с более низкой магнитной чувствительностью линии H_β. В ⁶³ было сообщено о наличии также деталей хромосферной карты, не видимых на фотосферной карте. Хотя соответствие фотосферных и хромосферных карт наблюдается для сильных полей (> 25 гс), представляется возможным, что повсеместно, и в области слабых полей, пучки силовых линий, исходящие из фотосферы более или менее радиально, могут проникать в хромосферу и даже выше. Возможно также, что тонкая структура солнечной короны также тесно связана с этими м. п., хотя эта связь еще не исследована из-за отсутствия возможности измерения слабых м. п. в короне. В этом отношении показательны также сравнения карт продольной компоненты Н и структуры хромосферы, наблюдаемой в лучах *H*_α (спектрогелиограммы, фильтрограммы), выполненные в ^{42, 64}. В частности, темные волокна (протуберанцы, видимые в проекции на диске) часто в области слабых полей < 20 гс лежат вдоль границы $H_{||} = 0$ между двумя полярностями поля ⁶⁴. В областях сильного поля (между иятнами) эти волокна могут пересекать линии $H_{||} = 0$. Активные волокна (подверженные быстрым движениям и изменениям) часто соединяют солнечные пятна или «холмы» солнечного поля с некоторыми местами («центрами притяжения») сильного поля без пятен. В ⁶⁴ найдено, например, что мелкие темные волоконца хромосферы, видимой в лучах H_{α} ,



Рис. 15. Сравнение карт продольного м. п. в хромосфере (наверху) с картой в фотосфере (внизу).

в особенности цепочки таких волокон, ориентируются примерно нормально к изогауссам. Эти довольно устойчивые во времени цепочки соединяют иногда магнитные холмы противоположной полярности на картах продольного поля Н_{іі}, как если бы они трассировали силовые линии на очень больших дистанциях (до 300 000 км). Все это указывает на тесную связь структуры водородной хромосферы с магнитными полями.

К тому же вопросу о распространении поля на разных высотах в атмосфере Солнца можно подойти непосредственно путем изучения градиента поля. Первое указание на наличие градиента поля было получено в 35, где были получены различные значения поля от нуля до 20 гс пля линий поглощения разной силы, возникающих на разных глубинах

в фотосфере, в диапазоне от нуля до $\sim 500 \ \kappa m$. Это дает градиент $\sim 0.04 \ cc/\kappa m$. В ⁶⁵ сделаны записи на магнитографе продольного поля на двух расстояниях от центра *D*-линии натрия, что привело автора к значению 0.03 $cc/\kappa m$ вдали от сильных полей. Если мы теперь допустим на уровне фотосферы поле $\sim 30 \ cc$, то оно будет исчезать, даже не достигнув нижней хромосферы ($10^3 \ \kappa m$), если принять такие градиенты. Эти результаты находятся в противоречии как с непосредственным сравнением фотосферных и хромосферных карт, так и с соответствием структуры кальциевой хромосферы (средняя высота 3000 κm) и магнитного «рельефа» в фотосфере.

Это расхождение между данными о градиенте поля в фотосфере и сильно выраженным «контролирующим действием» поля на хромосферу является серьезной проблемой, подлежащей рассмотрению в будущем. Оно может быть связано с фундаментальным различием между м. п. в фотосфере и магнитным полем в хромосфере и короне. В нижних фотосферных слоях (где H² (8 л меньше газового давления) магнитные поля принимают скорее пассивное участие в общей турбуленции атмосферы, управляемой силами немагнитной природы. Эти поля могут выноситься конвекцией изнутри, из фотосферы. В верхних же хромосферных слоях и в короне поля ограничены только одним условием, именно, что нет никаких существенных сил, кроме магнитной силы ($H^2/8\pi$ значительно больше газового давления), и это является доводом в пользу того, что конфигурации поля выше уровня фотосферы должны принадлежать к классу бессиловых полей, т. е. что токи текут вдоль силовых линий ([rot H, H] = 0) ⁶⁶.

Попытка измерить непосредственно эти «пассивные» поля в фотосфере, которые могут выноситься конвекцией наверх, сталкиваются с рядом трудностей, так как требуют возможности отчетливо измерять поля в элементах размером 1-2", т. е. в отдельных ячейках конвекции на Солнце или гранулах. Заключение ⁴² о том, что поля гранул не могут быть больше 2 гс, должно быть пересмотрено в силу указанного выше сильного влияния разрешающей силы на истинную картину цоля. Попытка измерить фотографически поля отдельных гранул 67 указывает, что их м. п. не могут превосходить 50 гс — предела, который обычно определяется турбулентностью воздуха в спектрографе. Другая такая попытка 68, давшая 24 сс для поля гранул, основана также на измерении малых утолщений линии железа в спектрограммах, полученных при хороших изображениях, где намечается гранулярная структура. Однако этот результат, возможно, обременен влиянием локальных сравнительно сильных полей. Приведенный выше график (рис. 12) зависимости напряженности поля от разрешения показывает, что полей с напряженностью больше 50 гс едва ли можно ожидать; однако размеры «магнитных элементов» оказываются существенно больше размеров гранул, что только отчасти может быть связано с влиянием разрешающей силы. Эти элементы поля соответствуют скорее супергранулам, описанным в 69; они относительно стационарны во времени: в них не обнаруживается изменений размера и напряженности поля в течение по крайней мере 4-5 часов и даже больше, так что время жизни ~ 10 часов, найденное в 69 , как характерное для супергранул, является, вероятно, подходящим и в этом случае (время жизни обычных гранул — несколько минут). Интересно, что распределение частот по размерам магнитных элементов показывает вторичный максимум (при характерной длине 26"), представляющий почти точно удвоение длины (10'-12"), характерной для первичного более сильного максимума; этот «обертон» намечается также в автокорреляционной функции 55 для той же примерно длины. Возможно, что появление таких «обертонов» связано со своеобразным колебательным состоянием солнечной поверхности, так что магнитные элементы отражают собой появление некоторых квазистационарных колебаний на новерхности Солнца.

Следует отметить также, что до сих пор нет развитой теории образования линий в присутствии хаотических мелкомасштабных магнитных полей, когда на луче зрения имеется смесь элементов поля разной силы и ориентации, как это можно ожидать в случае турбулентности в сильно проводящей солнечной плазме. В этом случае не ясно, какова будет зависимость интенсивности выходящего поляризованного света от напряженности и ориентации поля⁷⁰.

В заключение можно отметить еще один факт, относящийся уже к геометрии общего м. п.

Тщательное сравнение положения кальциевых ярких флоккулов и узлов хромосферной сетки с положением «холмов» магнитного рельефа показывает статистически небольшой сдвиг (около 3") к востоку от этих образований в хромосфере относительно магнитных деталей. Такой же сдвиг показывают холмы хромосферной карты по отношению к холмам фотосферного магнитного рельефа. Это указывает на наклон осей магнитных силовых трубок к востоку, который следует ожидать благодаря действию силы Кориолиса, если принять согласно ⁶⁹, что газы хромосферы опускаются книзу почти вдоль этих трубок. Поле на экваторе Солнца таким образом сходно со щеткой, иглы которой наклонены к востоку.

§ 3. СИЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА

а) Магнитные поля солнечных пятен

Солнечные пятна состоят из темного ядра -«тени» и более светлой, окаймляющей ядро полутени. При большом разрешении видна тонкая структура полутени (почти радиально направленные волокна); о тонкой структуре ядер см. ниже. Температура тени около 4300°, более чем на 1000° ниже, чем в окружающей фотосфере (5740°). Резкость границ пятна и фотосферы, а также тени и полутени — свидетельство того, что слой, в котором возникает охлаждение, неглубокий (порядка нескольких тыс. км), так как в противном случае край был бы размыт излучением, идущим снизу. Предполагается, что этот слой расположен там, где возникает конвекция в атмосфере Солнца; м. п., которые неизменно несут с собой пятна, задерживают конвекцию: пятно является темным из-за препятствия со стороны м. п. конвективному нагреванию, которое происходит повсеместно в атмосфере Солнца (явление грануляции). В пятнах сосредоточены наиболее сильные м. п., достигающие 4000 гс. Магнитный поток отдельного пятна может меняться в широких пределах от 10²⁰ до 10²³ мксв, в среднем около 10²¹ мксв. В большинстве случаев пятна образуют так называемые биполярные группы — систему двух пятен, в которой цятно впереди идущее (по направлению врашения Солнца лидер, или *p*-пятно) имеет полярность, противоположную «хвостовому» пятну (f-пятно). Для подавляющего большинства пятен полярности pи *f*-пятен противоположны в северной и южной полусферах (Хэйл ⁷¹), причем эти полярности меняются на противоположные от одного 11-летнего цикла к другому. Отсюда было сделано заключение, что полный «магнитный» цикл Солнца около 22 лет. В последнем цикле 1954—1964 гг. с максимумом в 1958 г. р-пятна в северном полушарии (так же как *f*-пятна в южном) имели положительную (северную) полярность. Согласно 72 размеры р-пятен больше и живут они дольше, чем *f*-пятна; отношение магнитных потоков в *p*-и *f*-пятнах в среднем ~3:1. Типичное изменение площади пятна и напряженности поля со временем представлено на рис. 16 (согласно 73).

Распределение напряженности поля внутри солнечного пятна может быть получено из спектральных измерений зеемановского расщепления на различных расстояниях от центра пятна. Согласно данным ⁷⁴⁻⁷⁶ напряженность поля меняется незначительно внутри пятна, но очень быстро спадает на самой внешней границе. В ⁷⁴ был предложен закон $H = H_m \left(1 - \frac{r^2}{b^2}\right)$, где H_m — максимальная напряженность на оси пятна, b — радиус пятна; однако дальнейшие измерения показали, что эта формула несостоятельна: распределение H зависит от типа пятна; для униполярных и биполярных пятен распределения заметно отличаются, так как в последнем случае силовые линии замыкаются в основном на соседнем пятне. Оказалось, далее, что заметное поле обнаруживается побли-

зости от пятна, в частности, согласно ⁷⁷ распределение поля здесь неплохо (для одиночных пятен) представляется формулой диполя $Hr^3 = \text{const} = m$, где m — магнитный момент ($=H_mb^3$) — величина, заключенная в пределах от 10^{27} до 10^{30} сс·см³ (для болыших пятен), а m и H_m связаны эмпирическим соотношением lg $H_m = 0.27m - 4.82$. Для более сложных пятен спадание H получается более медленным ⁷⁸.

Наклон силовых линий поля в пятне в первом приближении может быть найден с помощью формул Сирса (§ 1) из сравнения интенсивностей

п- и о-компонент и из измерений ориентации плоскости поляризации π-компоненты вблизи края диска Солнца способом, впервые описанным в ⁷⁹. Результаты таких измерений у в 79 описываются хорошо $\frac{1}{2}\frac{\pi r}{b}$, где формулой у == *b* — радиус пятна (см. ⁸⁰). Сходные результаты могут быть получены с помощью магнитографа 77, но здесь выявляется также более детальная структура поля невидимые «пятна-спутники»: холмы сравнительно сильного поля противоположного знака по соседству от основного пятна, заметные даже если пятно находится в центре диска Солнца. Такие «спутники» с напряженностью



Рис. 16. Изменение напряженности м. п. (пунктир, в гс) и площади (сплошная) долгоживущих (вверху) и короткоживущих пятен (внизу).

По оси абсцисс — время в днях, справа площадь в ед. 10⁻⁶ площади полусферы Солнца (согласно⁷³).

75 гс и выше часто наблюдаются на расстоянии 20-30" от пятен 58. Указанные данные приводят в первом приближении к представлению о поле пятна, сходном с полем верхушки соленоида с осью слегка наклоненной к нормали, как это предложено в ⁷³ и показано на рис. 17. В пользу этой модели может быть высказано следующее соображение. Меньшей температуре пятна при той же плотности газов соответствует меньшее газовое давление, чем в окружающей пятно атмосфере, и недостаток газового давления в пятне возмещается магнитным давлением. Для этого под видимым нами пятном должен находиться более или менее вертикальный пучок силовых линий М. п., давление которого препятствует проникновению внутрь пятна более горячего газа из окружения и опусканию пятна вниз. Для пятна с полем 2000 гс магнитное давление =1.5× $\times 10^5 \ \partial u \mu / c m^2$, что сравнимо с давлением в фотосфере ($\sim 10^5 \ \partial u \mu / c m^2$). В поверхностных же слоях магнитное давление больше, чем газовое снаружи, и поле расталкивает вещество: силовые линии выгнуты наружу, как на рис. 17.

Дальнейшие чисто спектроскопические (в частности, с применением интерферометра) измерения напряженности поля и угла у приводили к несколько разноречивым данным: так, в работах ¹⁶ и ⁸¹ было найдено, что силовые линии в пятне сильно сконцентрированы вокруг его оси; например, согласно ¹⁶ ~40% магнитного потока заключено в телесном угле 1, тогда как в ⁷⁹ только 20% потока считается сосредоточенным в том же угле. Для центральной части пятна («тени») найдено, что угол между направлением поля и лучом зрения никогда не превышает 30° (см. также ⁸²). С другой стороны, недавние измерения ⁷⁸ привели к выводу, что поле почти везде горизонтально в «полутени».

Все эти результаты, относящиеся к структуре поля, не свободны, однако, от серьезных возражений. Дрожание изображений на щели спектрографов и рассеяние в оптике приводит к появлению ложной лкомпоненты — «продолжению» фраунгоферовой линии окружающей фотосферы в область пятна. На отношении интенсивностей л-и о-компонент



Рис. 17. Схема силовых линий м. п. в пятне (согласно ⁷³).

сильно сказывается также поляризация при отражениях в самих телескопах — появляется ложная о-компонента (см. 16). Во вторых, формулы (4) § 1 верны только в случае оптически тонкой эмиссии (или поглощения). В реальной солнечной атмосфере интенсивность в пределах темной линии поглощения (кроме крайних внешних ее крыльев) возникает в оптически толстом слое и требуется разработка теории образования таких линий в присутствии магнитного поля, т. е. необходимо знать решение уравнений переноса излучения в солнечной атмосфере с учетом поляризации излучения. Такие решения были получены в ²⁸ для частного случая спектральной линии, возникающей в результате процессов

так называемого чистого поглощения (рассеяние фотонов атомами не принимается во внимание). В частности, результаты ⁷⁸ и ⁸¹ о наклоне силовых линий получены путем применения теории ²⁸ к спектральным измерениям. Другое решение в ⁹ получено при упрощающем предположении, что уравнение переноса может быть записано отдельно для каждого из взаимно ортогональных состояний поляризации (исключается возможность появления состояния другой поляризации при рассеянии). Наиболее свободная от произвольных допущений теория развита в ³⁰, но только для случая нерасщепленного верхнего квантового состояния. Сравнение всех теорий показывает не слишком большие отличия в теоретических контурах линий, но ошибки в определении у могут быть все же серьезными.

Другим серьезным источником расхождений является реальное различие структуры иятен и, главное, изменение структуры поля внутри самого пятна (см. ниже), что может быть обнаружено только при достаточной разрешающей силе. Впервые в⁸³ было отмечено появление поперечных полей в самом ядре иятна. В^{31, 48} наблюдались «включения» поперечных полей внутри иятен и других областей на Солнце, занятых полем только одного знака. При наблюдениях на магнитографе с высоким разрешением (около 2″ дуги) внутри пятен иногда можно обнаружить очень тонкую структуру: отдельные холмы — пики поля в участках с размером ~2″, малые области нулевой продольной составляющей и др. ⁸¹, что указывает на сильную не од но род но с ть поля (рис. 18). Неоднородности поля могут привести к неупорядоченным поворотам плоскости поляризации как в разных точках поверхности, так и по глубине, в результате чего может возникнуть деполяризация излучения, исходящего от некоторой площадки (сравнимой с той, которую выделяет щель спектрографа). Такая деполяризация иногда наблюдается, как показано в ⁸⁴. О наличии характерных неоднородностей свидетельствуют долгоживущие гранулы в ядре пятна, наблюдавшиеся в ⁸⁵⁻⁸⁷.



Рис. 18. Тонкая структура продольного поля H₁. В пятне видны холмы поля размером 2 ÷ 5". примечательно появление контура H₁ = 0 в ядре иятна ⁸⁴.

Детальная фотометрия пятен, сделанная в ⁸⁷, показывает наличие очень темных мелких ядер, расположенных внутри «тени» пятна, которые могут быть приписаны локальным уплотнениям силовых линий, где усилено охлаждение газов пятна. Новую информацию о неоднородностях мы можем получить из измерения поперечных полей на магнитографе методом, описанным в § 1 (см. ²³). Характерным при записях поперечных м. п. с большим разрешением является очень быстрый поворот вектора поперечного поля И₁ при переходе от точки к точке в отдельных участках на поверхности Солнца. Это позволяет ожидать столь же быстрого вращения вектора Н₁ с глубиной — эффект, который может быть изучен, если использовать записи в разных спектральных линиях, возникающих на разных глубинах в атмосфере Солнца (можно также использовать разные участки одной и той же линии). В отдельных участках пятен и групп пятен действительно наблюдается очень сильное вращение вектора поцеречного поля с глубиной, достигающее 90° на 100 км глубины *). Это обстоятельство, между прочим, может объяснить наблюдаемый иногда факт как бы пересечения силовых линий — «сосуществования» в одной точке различно направленных полей (см. ниже). Рис. 19 иллюстрирует эффект неоднородностей направления как по поверхности (нижний рисунок), так и по глубине (верхний).

Записи поперечных полей на магнитографе позволяют слелать дальнейший шаг в изучении структуры поля солнечных пятен: с помощью карт продольного Н и поперечного Н поля они дают возможность построить карты величин и ориентаций полного вектора Н поля в пятнах ⁹¹. На рис. 20 приведена комбинированная карта **H**₁₁ и **H**₁ и карта длин и наклонов у полного вектора Н (внизу) для униполярного пятна (представленного наверху). Наиболее существенным здесь является концентрация поля в отдельных трубках или жгутах, направленных радиально от пятна. Поле оказывается в основном продольным в тени и поперечным в полутени, в соответствии с выводами ⁷⁸ и ⁸¹. Иногда возникает спиральная (вихревая) структура м. п. возле пятна, как отмечено впервые в ²². Интересно, что она очень близко следует структуре водородных H_{α} -вихрей в хромосфере, наблюденных впервые Хэйлом (см. ⁸⁸); наличие тангенциальной компоненты м. п. пятна недавно обнаружено также в 82. В 89 вихревая структура поля для *р*-пятна в наблюденной биполярной группе была приписана наличию азимутального поля. В 89 авторы определили из измерений отдельно радиальную (H_r) и азимутальную (H_{∞}) компоненты и проследили их изменение с расстоянием r от центра пятна. Зависимость H_r и H_m от r оказалась близкой к той, которая ожидается для бессилового поля с цилиндрической симметрией; это нослужило поводом в 89 для заключения, что поля пятен должны быть бессиловыми. (Сходная модель ноля с силовыми линиями типа штоцора была предложена в ⁹⁰.) Однако спиральная структура является скорее исключением, чем правилом (согласно 91 она наблюдается в одном случае из 17—20); часто она выражена только лишь в небольшом или ограниченном секторе около пятна, как было в ⁸⁹. С другой стороны, исследование водородных вихрей хромосферы в лучах $H_{\alpha}^{92,93}$, которые располагаются согласно⁸⁸ вдоль направлений H₁, показывает, что эти вихри в северном полушарии Солнца имеют всегда один и тот же знак закручивания, противоположный знаку для вихрей южного полушария. не з а в и с и м о от 11-летнего цикла магнитной активности и от магнитной полярности иятен. Знак вращения вихрей всегда такой же, как и у земных циклонов, что определенно указывает на гидродинамическую природу вихрей, а возможно, и самих солнечных пятен, хотя и не исключает возможности, что м. п. пассивно следует гидродинамической структуре вихря.

Знание обеих компонент поля $\mathbf{H}_{||}$ и \mathbf{H}_{\perp} позволяет определить электрические токи, ответственные за магнитное поле пятна, а также вертикальные градиенты поля путем численного решения уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \,\mathbf{\gamma}, \quad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0. \tag{8}$$

Результаты расчетов этих величин с помощью электронной вычислительной машины показаны на рис. 21 ⁹¹. Картина вертикальных токов оказывается весьма своеобразной — подобной, в грубых чертах, той, которая могла бы наблюдаться, если смотреть на катушки статора электромотора вдоль вала мотора. Происхождение такой структуры, очевидно, связано

^{*)} Заметим, что эффект аномальной дисперсии может дать поворот плоскости поляризации не более чем 30° согласно ^{39, 23}.



Рис. 19. Сверху положение вектора **H** для линий, возникающих на разных глубинах: λ 4808 — внизу, λ 5250 — средний уровель, λ 5302 — верхний уровень фотосферы.

Запись в λ 5250 сделана дважды для исключения возможных поворотов вектора со временем (время записи указано рядом с обозначением всьтора H_{\perp}). Особенно сильные вращения с глубиной — в участках *a*, *b* и с. Круглые стрелки показывают направление поворота с глубиной. Сплошные замкнутые контуры — контуры тени и полутени пятна. Внизу — пример комбинированной карты изогаусс продольного поля H_{\perp} и направлений и длин вектора H_{\perp} (в случае больших длин она указана цифрой). Видны сильные повороты вектора H_{\perp} в пределах пятна (оконтурено болсе толстой линией)²⁷.



Рис. 20. Карта полного вектора поля (внизу): наклон стрелки к вертикали равен ү; ее ориентация по квадрантам определяется ориентацией вектора Н_⊥ на комбинированной карте (посередине).

Длина стрелки равна | H | в гс (масштаб приведен). Наверху — эскиз пятна ⁹.

с теми жгутами-трубками примерно радиально исходящих силовых линий, в которых в основном концентрируется м. п. Вторая интересная особенность картины токов — появление мест контакта очень сильных (до



Рис. 21. Карта вертикальных токов (наверху) и градиентов вертикальной компоненты поля вокруг цятна, представленного на рис. 20. Цифры — значения тока $j_z($ или $\frac{\partial H_2}{\partial z})$ в ед. 10⁻² гс/км. Темные и светлые области — области противоположного знака^{91,55}.

10¹¹ а) противоположно направленных токов, что иногда является результатом очень быстрого вращения вектора поперечного поля H₁^{23, 91}.

Градиент поля пятна с глубиной можно попытаться определить зная величину расщепления сцектральных линий, возникающих на

разных глубинах. В 94 из расщепления линий разной интенсивности был найден градиент около 3,0 гс/км. Были сделаны также попытки найти его, исходя из довольно произвольного допущения о величине расходимости силовых линий, что привело к значениям от 0,5 до 2,5 гс/км. Однако все оценки градиентов очень сильно зависят от того, какое представление о физическом состоянии газов в пятне будет положено в основу: разные модели строения пятна ведут к значениям, отличающимся в 10 и более раз 77. Кроме того, линии в спектре пятна, принадлежащие к разным элементам, приводят к сильно различающимся результатам, так что иногда вообще трудно найти какой-либо градиент 96. Увеличение силы поля с глубиной должно приводить к асимметрии спектральной линии. так как центральные части одной из о-компонент, возникающие в верхних слоях, будут показывать меньшее расщепление, чем показывают крылья (если притушить другую с-компоненту поляризационной оптикой): эффект будет тем больше, чем больше диапазон высот, в пределах которого возникает линия⁹⁷. Точная фотометрия таких асимметричных **о-компонент** *D*-линии натрия показывает очень сильное расхождение с тем. что следует ожидать из теории 98. Несмотря на это, авторы работы 99 оценивают градиент ~1-1,8 гс/км, принимая теорию ⁹⁸. При градиентах порядка 1-5 гс/км поле пятна ~2000 гс должно практически исчезать на высоте ~1000-2000 км над пятном, что расходится с наблюдениями 100, показывающими, что поля 300-500 гс часто регистрируются над пятном (наблюдается зеемановское расщепление в ядрах таких сильных линий, как H_a, K-CaII), а также уверенно записывается продольное м. п. на магнитографе в ядре линии H_{α} , возникающем на высотах ~ 3000 км. Измерения спектра радиоизлучения, а также круговой поляризации радиоизлучения дают гирочастоты, совместимые с полями 360 ес даже на высотах 50 000 км в солнечной короне ¹⁰¹. В ¹⁰² аналогичным образом найдены поля 600 гс на высотах (20 ÷ 30)·10³ км. Возможно, что поле над фотосферой в хромосфере и короне не изменяется так быстро, как в самой фотосфере: имеются указания на то, что м. п. в хромосфере убывает медленнее с высотой, чем это следует ожидать для потенциальных (дипольного) полей 63.

На том же рис. 20 видно, что области вертикального градиента $\frac{\partial H_z}{\partial z}$

противоположных знаков примыкают друг к другу внутри пятна, и это, вероятно, указывает на то, что в одной части пятна изменение расходимости силовых линий с глубиной заметно отличается от того, что имеется в другой. Это служит еще одним указанием на сложную неоднородную структуру поля внутри пятен. С этим обстоятельством, возможно, связаны сильные, только что отмеченные различия в определениях градиентов поля спектральным методом, приводящим к большим осреднениям.

Рассмотрение природы м. п. пятен с наблюдательной точки зрения приводит в настоящее время к заключению, что в пятне очень странным образом «сосуществуют» противоречивые свойства, типичные как для потенциальных полей типа поля диполя (на что указано впервые в ⁸⁰), когда электрические токи отсутствуют, так и для полей, создаваемых некоторой сложной системой электрических токов, в частности, так называемых бессиловых полей, где токи текут вдоль силовых линий. Наблюдаемое скручивание поля, неоднородности, тонкая структура очевидные свидетельства против потенциальных полей ^{23, 91}. Зависимости силы и наклона поля от расстояния до центра пятна и некоторые другие факты говорят о возможности представления м. п. пятен потенциальным полем ⁹¹. Очень трудно также объяснить нередкое появление сильных вертикальных электрических токов в областях чисто поперечного поля, если исходить из концепции бессилового поля.

Отмеченное выше сходство пятен с циклонами говорит скорее о пассивной роли магнитного поля — оно следует за движениями гидродинамического характера. В то же время связь между м. п. и полем скоростей в пятне остается еще не ясной; в пягне нет хорошо выраженного перевеса магиштной энергии над кинетической энергией движений или наоборот. В самом ядре (тени), где м. и. почти целиком продольное, наблюдается поперечная составляющая движения 103, а в полутени наклон силовых линий к оси пятна заметно больше. чем наклон потоков, текущих радиально от центра пятна, практически полностью вдоль поверхности Солнца (так называемые движения Эвершеда). С другой стороны, при высокой проводимости плазмы, которую можно ожидать в иятне, движения должны были бы целиком протекать вдоль силовых линий м. п. В этом случае, если все-таки возникает движение поперек силовых линий, оно будет «расталкивать» поле за время $\sim \frac{L}{v}$, где L — размер пятна, v — скорости таких движений; при $L = 2 \cdot 10^9$ см и v = 1 км/сек (фактически наблюдаемые скорости) $\frac{L}{v} \approx 2\cdot 10^4~ce\kappa$ — около 5 часов, тогда как питна существуют, как правило, много суток подряд. Возможно, что эта трудность

устраняется благодаря наличию тонкой структуры поля в иятне, о которой мы говорили выше: движения просачиваются в основном в промежутках между жгутами силовых линий, газы текут через эти промежутки как через щели, где связь между полем и движением плазмы ослаблена ¹⁰⁴.

б) Поля в группах пятен и активных областях и их изменения

Магнитные поля на Солнце возникают раньше и пропадают позднее, чем солнечные пятна или группа пятен: будучи теснейшим образом связапы с кальциевыми флоккулами, они возникают и пропадают вместе с ними. Обычно согласно 42 большинство слабых полей при развитии активной области на Солнце имеют характер биполярных (ВМ) областей; некоторые из них мультиполярные (М) и в редких случаях — униполярные UM. В первом случае положительный и отрицательный магнитные потоки примерно балансируются. Небольшая часть силовых линий согласно 42 рассенвается по большой области вокруг области сильного поля. ВМ-области обнаруживают те же свойства, что и солнечные нятна, которые являются естественным их развитием на ранней стадии ВМ-области. Часто над этими областями наблюдаются яркие водородные облака — флоккулы и усиленная эмиссия солнечной короны. UM-области не показывают выраженной связи с наблюдаемыми образованиями на поверхности; их пытались связывать с М-областями Бартельса, ответственными за генерацию корпускулярных потоков, но в ¹⁰⁵ было показано, что корреляции между прохождением этих областей через видимый центр Солнца и геомагнитными возмущениями не существует. Следует также помнить, что при большом разрешении многие UM-области превращаются в мультиполярные.

Эволюция магнитного поля, связанного с процессом появления и исчезновения пятна, не изучена: бывают случаи, когда пятно с полем порядка 1000 гс возникает в течение 6—8 часов, но данных о полях перед появлением пятна обычно не имеется, так как неизвестно заранее, где оно появится; наблюдаются области сильного (до 500 гс и более) м. п.—

3 УФН, т. 88, нып. 1

«невидимые» пятна, где не возникает никаких пятен. Положение «холмов» обычно регистрируемой продольной компоненты поля не всегда совпадает с пятнами ^{12, 31}: имеется только грубое соответствие между распределением продольного поля и наблюдаемой структурой групп. Обычный процесс развития поля группы — это усиление напряженности полей, появление новых полярностей — усложнение магнитного рельефа, появление иногда глубоких «заливов» одной полярности в области другой



Рис. 22. Карта продольного поля в сложной мультиполярной группе 3.07.1957 г., где возникла мощная вспышка балла 3⁺ (области с внутренней штриховкой по контуру). Пятна — точечные контуры, линия H_{||} = 0 — пунктир. Калибровка: одно деление — 5,3 гс.

полярности; ситуация в развитой, обычно мультиполярной группе с сильными градиентами поля показана на карте на рис. 22. В таких условиях часто возникают солнечные вспышки (см. ниже). Появившаяся недавно возможность измерять поперечное поле на магнитографе позволяет дополнить картину поля в активных областях и группах; на рис. 23 показан пример поля группы, где, кроме контуров продольного поля, имеются стрелки, характеризующие величину и направление поперечного поля. Там же изображен примерный ход силовых линий. В ряде случаев на нейтральной линии продольного поля $H_{||} = 0$ регистрируется сильное поперечное поле. На этой линии, а в ряде случаев в областях сильного положительного или отрицательного поля, наблюдаются очень интересные особенности — места, где поперечные поля разных направлений как бы пересскаются и где имеется контакт противоположно направленных полей. Вероятно, этот эффект пересечения связан с очень быстрым вращением поля по поверхности и с глубиной, как было отмечено выше. Наблюдается (см. тот же рис. 23) соответствие в положении этих особенностей поля



Рис. 23. Комбинированные карты полей H₁₁ и H₁ (справа) до всиышки (сверху) и после вспышки балла 2 (внизу). Слева — наряду с изогауссами поля H₁₁ приведен примерный ход силовых линий — линий, параллельных векторам H₁ на предыдущих картах. Рассматриваемая вспышка — область, заштрихованная по контуру изпутри (наверху, налево); внизу — вспышки, возникшие после измерений поля. Хорощо заметны сильные изменения конфигурации поля при переходе от верхних к нижним картам³¹.

ಲ್ಲು

и мест на снимках Солнца в лучах H_{α} , где впервые возникают вспышки, «усы» *), высокоскоростные выбросы плазмы и другие нестационарные или взрывоподобные процессы. Подобные отклонения от плавного хода силовых линий (скручивания поля, вращения вектора поля и др.) естественно связать с неустойчивостями и нестационарностями, которые возникают в солнечной плазме в присутствии м. п., поскольку такие состояникают в солнечной плазме в присутствии м. п., поскольку такие состояния обычно не являются состояниями минимума энергии. Эти области обычно всегда отмечены сильным вращением вектора H_{\perp} , т. е. области сильного вертикального электрического тока. Карты этих токов, вычисленные с помощью карт м. п.. подтверждают это: в местах вспышек и других нестационарностей часто наблюдается контакт сильных вертикальных токов противоположных направлений ⁵³. Однако наличия такого контакта, по-видимому, еще недостаточно для появления вспышки.

Для понимания возможной роли магнитного поля в таких нестационарных процессах, как вспышки и пр., которые, кстати, появляются только в группах пятен и, как известно, сопровождаются не только мощным выделением энергии в оптическом и радиодиапазонах, но и генерацией космических лучей, в частности, протонов с энергией $>100~M_{36}$ (см. ¹⁰⁶), нужно располагать более полными, чем до сих пор, представлениями о природе м. п. и их взаимодействия с солнечной плазмой. С одной стороны, измеряемые поля групп, как впервые отмечено в ⁸⁰ и затем в ¹⁰⁷, показывают в общем сходство с м. п., которые могут быть созданы в лаборатории отдельными диполями — соленоидами при соответствующем изменении масштаба в 10^8 — 10^9 раз и напряженностей в ~ 10 раз при переходе от лаборатории к Солнцу. Это подобие следует из инвариантности выражения для напряженности поля системы k диполей с концами в точках 1 и 2

$$\mathbf{H} = \sum m_i \left(\frac{\mathbf{r}_{1i}}{r_{1i}^3} - \frac{\mathbf{r}_{2i}}{r_{2i}^3} \right), \qquad m_i = \frac{1}{4\pi} \int H_{1i} \, d\sigma$$

к преобразованиям подобия $r' = \alpha r$, $m' = \beta m$, ведущим к соотношениям

$$H' = \frac{\beta}{\alpha^2} H, \qquad \frac{\partial H'}{\partial x} = \frac{\beta}{\alpha^3} \frac{\partial H}{\partial x}.$$

Модели групп, состоящих из диполей, рассчитанные на электронно-счетной машине в 108, показывают не только сходство с наблюдениями, но и появление таких особенностей, как пересечение проекций силовых линий, контакт силовых линий противоположного направления (в проекции на картинную плоскость; см. рис. 24); если все эти силовые линии проходят в узком слое, где образуются спектральные линии, то мы будем наблюдать «сосуществование» полей разных направлений — явление, характерное для магнитных карт в области вспышек и др. нестационарностей. Однако, с другой стороны, поле, созданное диполями, -- потенциальное, где токи возникать не могут (rot H = 0), тогда как непосредственные измерения полей, как отмечено выше, показывают появление сильных токов, особенно в местах, с которыми связаны вспышки. Соответствие измеренных м. п. внутри групп иятен и дипольных м. п., вычисленных с помощью модели группы, представленной отдельными диполями, является лишь грубым соответствием в среднем; в деталях наблюдаются серьезные различия, особенно там, где поле показывает тонкую структуру или указанные выше особенности (вращение вектора Н). Факт

^{*) «}Усами» называют очень широкие эмиссионные крылья, кратковременно возникающие у некоторых линий поглощения спектра Солнца в очень маленьких, «точечных» участках активной области; см. ¹²³.

грубого соответствия, вероятно, отражает собой то, что любое магнитное иоле на достаточном расстоянии от «источника» более или менее близко к полю диполя. Но, с другой стороны, представление поля системой диполей было бы трудно примирить с очень высокой проводимостью солнечной плазмы, в которую эти диполи «погружены» (факт сильной вмороженности плазмы в поле или наоборот).

Важное значение для понимания вопроса имеют изменения полей со временем. Впервые на возможность «спазматических» изменений м. п. указано в ⁷³ на основе рассмотрения наблюдений м. п. пятен в обсерватории Маунт-Вилсон. Обычные изменсния м. п. пятен (долгоживущих)



Рис. 24. Вычисленные силовые линии магнитного поля группы 1.04. 1960 г., моделированной с помощью соответствующих (по площади, расположению и напряженностям) диполей ¹⁰⁸.

не превосходят 10 гс в день ¹⁰⁹. Однако в случае появления вспышек было замечено, что поля до и после вспышки существенно отличаются друг от друга: сравнение карт, полученных с магнитографом, показывает, что структура поля после вспышки становится проще, градиенты поля, а иногда сами поля, уменьшаются ¹¹⁰, магнитные холмы и иногда пятна расталкиваются ^{107, 111, 112}. Если градиенты продольного поля до вспышки составляют 0,1 гс/км, то после вспышки они уже 0,02-0,03 гс/км. На рис. 25 приведен согласно 113 пример изменений энергии поля и градиентов, связанных с большой вспышкой 16 июля 1959 г., сопровождавшейся очень мощным потоком космических лучей и рядом сильных эффектов в поносфере и магнитном поле Земли. (Изменения поля в этой вспышке первоначально не были найдены в ¹¹⁴ ввиду низкой разрешающей силы при-мененного там метода, что послужило авторам ¹¹⁴ поводом для утверждения, что м. п. не изменяется при вспышках.) Иногда отмечались только временные изменения поля, через некоторое время картина поля вос-станавливалась до предвспышечной фазы ¹¹⁵⁻¹¹⁷. Недавно было также найдено 118, что тонкая волокнистая структура водородной хромосферы (видимая в лучах H_{α} и повторяющая структуру поля) подвергается внезапным серьезным изменениям в течение вспышки, но восстанавливается опять после вспышки.

Анализ градиентов цоля H_⊥ до и после вспышек, выполненный в ¹⁰⁷ с помощью дипольных моделей групп пятен, показал зависимость этих величин от мощности вспышки и сопутствующего ей эффекта, отраженную в таблице на стр. 39.

Все мощные вспышки с космическими лучами, вошедшие в эту таблицу, сопровождались мощным всплеском радиоизлучения IV типа.



Рис. 25. Изменения градиентов поля, связанные с большой, балла 3⁺, вспышкой 16.7.1959 г. Наверху по оси ординат — гауссы, по оси абецисс — расстояние от полюса С. Внизу — изменения полной энергии поля в группе (верхняя ломаная) и $H_{11}^2/8\pi$ (нижняя ломаная).

С другой стороны, изучение вспышек, сопровождавшихся этим типом радиоизлучения, показало, что вероятность вспышки с радиоизлучением IV типа или с полярным блокаутом *) тем больше, чем меньше отношение

^{*)} Полярные блокауты вызываются протонами высоких энергий (>100 Мэе) от солнечных вспышек.

	∇H_{1} ,	Число случаев		
Балл вспышки и се эффект	перед носле			
3 ⁺ , космические лучи	0,73	0,25	13	
3 ⁺ , полярный блокаут 3 н 2 ⁺ , без космических лу-	0,46	0,27	11	
чей	0,18	0,13	12	
эффектов	0,054	0,038	15	

d/D, где d — расстояние между пятнами, а D — их диаметр, т. е. чем больше средний градиент поля в группе ¹¹⁹. Согласно ^{120, 121} конфигурации и напряженности м. п. групп без вспышек или со слабыми вспышками не подвергаются серьезным изменениям или не меняются так заметно, как у групп с сильными вспышками.

Пример сильных изменений поля показан на рис. 23; в этом случае отмечено не только изменение конфигурации поля, его напряженностей, но также сильное вращение вектора H_{\perp} .

Следует вообще отметить, что фактически измеренные изменения магнитной энергии (величина $\int \frac{H_{21}^2}{8\pi} d\sigma$ — интеграла, распространенного на всю активную область, где поле, записанное на магнитографе, отлично от нуля) практически совпадают, согласно¹¹³, с оценками ¹⁰⁶ полной энергии, уносимой космическими лучами, генерированными при вспышке. Ту же оценку мы получим из формулы $\delta W = -\frac{3m_1m_2}{R^3} \frac{\delta R}{R}$ для изменения энергии взаимодействия диполей, взяв величину $\frac{\delta R}{R} = 0,3$ из наблюдений сдвигов иятен при вспышках и полагая $m_1 = m_2 = HSh \approx 10^3 (10^9)^2 h =$ $= 10^{32}$, где S — площадь, а h — длина диполя $\sim R = 10^{10}$ см. Таким образом, энергетические соображения говорят в пользу того, что превращение магнитной энергии в другие виды энергии (в основном механическую энергию движений и энергию космических лучей) действительно имеет место во вспышках.

Однако при этом следует иметь в виду, что в космических телах процесс превращения магнитной энергии в тепловую (за счет диффузии поля и омических потерь) очень медленный, его характерное время $\tau =$ $=rac{4\pi\sigma l^2}{c^2}$ очень велико из-за больших характерных размеров l и большой проводимости. Например, согласно¹²² время затухания поля в пятне $l = 10^9 \, cm$) составляет $\sim 10^4$ лет. Для вспышек с размером $l = 10^8 \, cm$, возникающих в хромосфере, где о едва ли меньше 10^{13} , это время никак не удается сократить даже до 10⁵ сек, тогда как фактически длительность вспышек, как правило, не более 10³ сек. Эта трудность устраняется, однако, при учете тонкой структуры вспышек. Как обнаружено в 123, эмиссия в активных областях, независимо от того, с чем мы имеем дело (вспышки, «усы», факелы), концентрируется в малых короткоживущих (до 20^m) зернах (ядрах), размер которых сравним с разрешающей силой современных телескопов ($\sim 0'', 4 \sim 300$ км). Эти ядра генерируют нестационарную эмиссию в отдельных спектральных линиях и в континууме с мощностью порядка нескольких сотен эрг/см³сек. К выводам о тонкой структуре вспышек приводят также и другие соображения 106. Уменьшение характерных размеров в 10 раз (до 107 см) уже приводит к разумному времени диссипации магнитной энергии, особенно с учетом возможной амбиполярной диффузии¹²⁴ и появления турбулентности (см. ниже).

Говоря о возможных механизмах вспышек, удовлетворяющих этим энергетическим соображениям, нужно выбрать такой, который обеспечивал бы основную динамическую особенность явления - это движения типа взрыва, приводящего к ускорению плазмы до больших (сверхзвуковых) скоростей и к появлению тонкоструктурных элементов. Значительное количество спектроскопических данных говорит о том, что в начале вспышки мы имеем дело с «коллансом» плазмы в малом объеме, а затем с расходящейся почти по всей атмосфере Солнца вверх и вниз ударной волной. Возможные причины такого колланса можно искать в неустойчивости плазмы около нейтральных точек, как это сделано в ряде работ 110, 125-129. Возможность быстрого сдавливания плазмы возле нейтральной точки «внешними» полями пятен и появления отраженной ударной волны рассмотрена в ¹³⁰, а в ¹³¹ рассматривается механизм сближения двух закрученных противоположно трубок «свободного» (бессилового, например) м. п. Если в «эпицентре» взрыва из-за неустойчивости плазмы образуются мелкоструктурные вихри с полями противоположных направлений, то механизм превращения энергии поля в тепло может работать гораздо быстрее, чем в случае обычной диффузии: если размер вихрей D и характерная скорость их движения ξ , то контакт поверхностей вихря длится время ~ D/ξ и диссипация за это время будет ограничена скин-слоем L, определяемым соотношением $D/\xi = \frac{4\pi\sigma L^2}{c^2}$ Полное время диссипации t_d — порядка т, умноженного на число возможных контактов для данного вихря, которое порядка $\sim D/L$, так что время

$$t_d = \left(\frac{4\pi\sigma D^3}{c^2\xi}\right)^{1/2}$$

может быть сравнимо с фактическим временем 10³ сек даже для сравнительно крупных вихрей размером ~100 км (характерный размер наблюдаемой тонкой структуры), при фактически измеряемой (по ширинам спектральных линий) турбулентной скорости $\xi \approx 100$ км/сек ¹³². Существенно отличный от этого механизм предложен в ¹³³, где вспышки рассматриваются как результат образования двойного слоя в токовом шнуре волокне, в котором сила тока возрастает выше некоторого предельного значения. Механизм явления вспышки остается, однако, все еще не выясненным до конца, хотя едва ли электромагнитная природа этого явления (превращение магнитной энергии в другие виды энергии) может вызывать сомнения. Это следует также из того, что сама быстро движущаяся илазма вспышек, так же как и протуберанцев (которые во многих отношениях сходны со вспышками), довольно сильно намагничена, как показывают непосредственные измерения полей в этих образованиях ^{134, 135}.

§ 4. МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ЗВЕЗД

Первое измерение продольных магнитных полей сделано с анализатором круговой поляризации (рис. 8) в ¹³⁶ для звезды 78 Vir, принадлежащей к спектральному классу A_{2p} (ранние, более горячие звезды) с резкими линиями. Поле этой звезды — всегда отрицательной полярности и нерегулярно флуктуирует от —140 до —1680 гс.

В соответствии со сказанным в конце § 1, измерения сдвигов Δs в спектрах поляризации звезд производятся обычно для большого числа (более 100) линий с разным эффективным расщеплением z. Это дает возможность построить эмпирическую зависимость Δs от z и по наклону полученной прямой найти м. п. H (заметим, что в случае немагнитной звезды эмпирическая зависимость Δs от z оказывается прямой, параллельной оси z). На рис. 26 дан пример такой зависимости для магнитной звезды 53 Сат. Следует отметить, что измерения полей по расщеплению



Рис. 26. Зависимость сдвигов Δs от эффективного расщениения z для звезды 53 Сам, $H_e=3225\pm78$ гс.

линий возможны, если только линии в спектре звезды расширены не более чем на ~0,3 Å из-за эффекта Допплера, возникающего благодаря вращению звезды и турбулентности в ее атмосфере. Это следует из того факта, что расщепление для нормального триплета достигает только 0,2 Å в поле ~10⁴ сс, в большинстве же случаев поля звезд ниже этой величины, а линии расширены благодаря вращению более чем на 0,3 Å. Расширение линий благодаря вращению определяется величиной $v_e \sin i$, где v_e — скорость на экваторе, i — наклон оси вращения к лучу зрения. С увеличением наклона оси быстро вращающейся звезды линии становятся широкими, размытыми, слабые линии пропадают вовсе; ширины немногих остающихся металлических линий ~4 Å, что указывает на скорости $v_e ~$ ~150 км/сек. Считая что оси вращения распределены в пространстве хаотически, можно оценить, что только примерно 0,6% всех звезд с такой скоростью вращения имеют направления осей вращения настолько близкие к лучу зрения, что полное уширение из-за вращения не превосходит 0.4-0.5 Å.

Руководящим в ^{136, 137} и ² было предположение, что магнитные поля звезд тем сильнее, чем быстрее вращение звезды. Это допущение было принято независимо от вопроса о природе магнетизма звезд, хотя подобные соображения о пропорциональности магнитного момента и момента количества движения высказывались физиками ^{138, 139}. (Бэбкок нашел, что для трех тел: Земли, Солнца и звезды 78 Vir—отношение магнитного момента к механическому примерно одинаково, $u = 1 \cdot 10^{-15}$; такое же отношение найдено для у Equi ¹⁴².) Поэтому поиски сильных полей были сосредоточены в области наиболее быстро вращающихся звезд ранних спектральных классов A и B.

Каталог магнитных полей этих звезд с подробными и интересными комментариями см. в ¹⁴¹. Каталог ¹⁴¹ содержит сведения о м. п. для 336 звезд. Из них для 89 звезд поле определенно обнаружено, у 66 заподозрено и, вероятно, имеется, для 181 звезд нет данных, указывающих на наличие поля. Основная масса определений м. п. относится к ранним (более горячим) звездам, но прежде чем говорить о них, отметим несколько интересных исключений. Большой интерес представляет наличие сильных м. п. ($\sim 1000 \ cc$) у трех гигантских звезд (с радиусом в ~ 100 раз больше радиуса Солнца) поздних классов типа М, с очень медленным вращением. Позднее в ³ была обнаружена среди «пекулярных» А-звезд звезда HD 215441 с исключительно большим полем $H = 34400 \pm 266$ гс. В спектре этой звезды некоторые линии четко показывают расщепление на три компоненты. Из относительных интенсивностей л- и о-компонент был найден средний угол наклона поля к лучу зрения ~50°. Представляют интерес также данные, полученные для очень горячей звезды с эмиссионными линиями класса B_e, HD 45677: для нее магнитное поле, определенное по запрещенным линиям SII, составляет 1600 гс. Так как эти линии возникают в протяженной оболочке звезды на расстоянии нескольких радиусов звезды, а линии, возникающие на «поверхности» (фотосфере) звезды, не показывают заметного расщепления, что свидетельствует о поле заведомо меньше 30 000 гс, отсюда можно заключить, что м. п. звезды падает с расстоянием r от поверхности значительно медленнее, чем r^{-3} , возможно, как r^{-2} ¹⁴².

Что касается большинства магнитных звезд, то в первую очередь следует отметить наличие у них «пекулярных» свойств (аномальные для данной температуры звезды отношения интенсивностей спектральных линий). Автор ² связывает это с тем, что, отбирая для уверенных измерений м. п. звезды класса А с резкими линиями, мы имеем дело с быстро вращающимися звездами (как и все звезды класса А), но наблюдаемыми почти в направлении оси вращения. Дело в том, что не только ширина линии, но и полное поглощение в линии должны зависеть от широты в быстро вращающейся звезде. Это следует из того, что на полюсах силюснутой, быстро вращающейся звезды имеется ускорение силы тяжести, а потому эффективная температура и поверхностная яркость звезды будут относительно больше, чем на экваторе, вследствие чего появится отличие в ионизации и возбуждении атомов от того, что ожидается в среднем, для подавляющего большинства звезд данного спектрального класса. Линейчатый спектр таких звезд, наблюдаемых с полюса, будет соответствовать более горячим звездам и большим давлениям. Однако, по-видимому, аномалии в линейчатом спектре магнитных звезд нельзя свести только к различиям физических условий. Так, например, согласно 143 у магнитной звезды a² Can Ven обнаруживаются реальные отличия среднего химического состава — относительного обилия элемента (в частности, обилия редких земель, стронция и др.) — по сравнению с нормальной звездой того же спектрального класса.

Вообще у звезд более ранних классов (A_{op}, A_{2p}, A_{3p}) с сильным и быстро меняющимся полем (все звезды типа 21 Per, HD 173650) наблюдается множество аномально усиленных линий (Si, Sr, Mn, Eu, Gd, Cr), тогда как у более «холодных» подразделений класса A (A_{5p} — A_{7p}, F₀) усилены только линии Sr, Cr и редких земель. Везде сравнительно ослаблены линии Fe и MgII.

Далее, большинство линий, принадлежащих различным элементам, дают, как правило, сходные значения напряженности в данный момент, за исключением некоторых звезд с быстро меняющимися полями, где



Рис. 27. Колебания напряженности поля для типичной звезды а-группы — а² С Vn.

имеются различия в напряженности для линий некоторых элементов по сравнению со средним полем, а также наблюдаются различия в напряженностях м. п., измеряемых по линиям ионизованных и нейтральных атомов. Это указывает на некоторую стратификацию поля по глубине в атмосфере звезды. Например, линии хрома в звезде HD 125248 у максимума отрицательного поля показывают более сильное поле, чем другие элементы. У некоторых, так называемых силициевых звезд (K Cancri) линии SiII дают отличные от других значения напряженности. Первоначально считалось ¹³⁶, что все м. п. звезд являются осесим-

Первоначально считалось ¹³⁶, что все м. п. звезд являются осесимметричными дипольными полями и поле, которое мы наблюдаем, есть некоторое эффективное поле H_e . Благодаря потемнению диска звезды к краям это поле H_e составляет 0,3 напряженности на полюсе ¹³⁶ и имеет ту же полярность. Затем было найдено ^{2, 137}, что звездные поля, вообще говоря, не простые поля типа перманентного поля диполя. Оказалось, что все они меняются и в большинстве своем нерегулярно.

По характеру магнитных изменений звезды могут быть классифицированы на три группы: α , β и γ — согласно типичным представителям—звездам α^2 Can Ven, β Cr Bor, γ Equi. α -группа показывает существенно периодические колебания поля, часто с большими отклонениями от средней амплитуды. Колебания эти не гармонические: максимум одной полярности обычно шире, чем максимум другой (рис. 27).

А. Б. СЕВЕРНЫЙ

Для β-группы характерны нерегулярные флуктуации, включающие обращения полярности. В γ-группе (всего пять звезд) наблюдаются нерегулярные изменения поля при сохранении всегда одной и той же полярности. Для α-группы характерны не только наибольшие амплитуды колебаний поля, но и изменения интенсивности линий в спектре, которые синхронны с магнитными изменениями. Периоды колебаний для α-группы лежат в пределах 4,0—9,3 суток. Типичные звезды α-группы показывают примерно симметричное по амплитуде обращение полярности и показывают так называемый «кросс-овер-эффект». Под кросс-овер-эффектом понимается следующее явление, наблюдаемое у некоторых звезд с спльным полем: ширина магнитнорасщепленных линий иногда зависит от знака кругового поляризатора — при левокруговом положении поляризатора линии оказываются более резкими, чем при правокруговом;



Рис. 28. Пример изменений поля для групп β и у (звезда HD 188041).

это усиление резкости может различаться при переходе от одного элемента к другому, при изменениях ионизации и даже принадлежности к мультиплету. Эффект обычно наблюдается в звездах, показывающих сильные поля, меняющие знак, и появляется около фазы обращения знака (пример — звезда HD 71866). Для объяснения эффекта в ¹⁴⁴ предполагается, что на диске звезды имеются две области, А и В, одного размера (большого), с полями противоположной полярности и движущиеся с разной лучевой скоростью. Тогда при определенной относительной скорости движения этих областей может случиться так, что обе правокруговые о-компоненты совпадут, а левокруговые разойдутся на расстояние в два раза большее зеемановского расщепления. По оценкам 144 относительная скорость областей должна быть всего ~10 км/сек при напряженностях поля +4400 и -4400 гс (случай звезды HD 71866). Подобное объяснение, если оно правильно, указывает на сильную неоднородность звездных м. п. Звезды групп в и у имеют вообще меньшие амплитуды и обычно не показывают ни изменений спектра, ни кросс-овер-эффекта. Пример изменений поля для этих типов дан на рис. 28. Средняя амплитуда для а-группы — около 4000 гс, для β-группы 1935 гс и для у — 1140 гс. Наиболее сильные изменения полей в ранних подклассах A_{0D} — - Азр. Возможно, что имеется тенденция замедления колебаний поля с переходом к более поздним спектральным классам.

У магнитно-переменных звезд наблюдаются также и з м е н е н и я в с п е к т р е. У большинства звезд α-класса эти изменения периодические и синхронные с изменением поля. В то же время у звезд с иррегулярными изменениями поля (β- и γ-группы) не замечено изменений в спектре. Найдена, однако, еще небольшая б-группа с нерегулярными изменениями спектра, не связанными с магнитными колебаниями. Интересно отметить характерную асимметрию *К*-линий иона Call λ3933, наблюдаемую у ряда магнитных звезд (резкий край линии с красной ее стороны), что указывает на выбросы облаков или потоков из хромосфер этих звезд. У звезды а² Can Ven и других магнитных горячих звезд, наряду с аномалией химического состава, наблюдаются, по-видимому, его реальные колебания: группа линий редких земель (линии Eul и др.) и группа металлов (таких, как Сг) показывают периодические изменения интенсивности и скорости в противофазе друг с другом и синхронно с колебаниями ноля. В то же время линии железа и магния вовсе не показывают колебаний. В ¹⁴³ показано, что эти колебания нельзя отнести только за счет изменения физических условий. Поэтому в ¹⁴³ было развито предположение, что аномальное обилие элементов и его колебания в магнитных А-звездах является результатом ядерных реакций на поверхности звезд 145, возникающих от соударений ионов высоких энергий, ускоренных в быстро меняющихся м. п. С другой стороны, гипотеза ядерных реакций 115 не в состоянии объяснить исключительное обилие европия, столь характерного для многих магнитных звезд. Возможно, что в магнитных звездах, помимо механизма ядерных реакций, работает еще механизм некоторого разделения элементов, связанный, скажем, с различием диамагнитных сил, действующих на ионы различных сортов и находящихся в различных стадиях возбуждения.

Перед теорией звездного магнетизма возникают две проблемы: первая — о происхождении магнитных полей, вторая — относительно природы их изменений.

Наиболее простое допущение, что магнетизм звезд обусловлен их вращением, оказалось несостоятельным. Действительно, вращение могло бы дать поле, если бы разделение электронов и тяжелых ионов (концентрация первых у поверхности и вторых внутри звезды) было значительным. Но оно столь ничтожно, что поля, появляющиеся от такого эффекта, меньше 10^{-13} *гс*¹⁴⁶. Вращение ферромагнетиков тоже дает магнитный момент при быстром вращении, но у звездной плазмы ферромагнитные свойства отсутствуют. Попытки связать магнитный и вращательный моменты путем новых «фундаментальных» законов физики ^{138, 139, 147} оказались несостоятельными, как показали экспериментальные проверки ^{148, 149}; кроме того, магнитные моменты космических тел оказались переменными.

Огромные характерные размеры космических тел способствуют очень медленному затуханию магшитных полей: для внутренних слоев время затухания сравнимо со сроком эволюции (до 1010 лет), что открывает возможность считать их остатками далекого прошлого, сохранившимися рождения с звезды. Возможность появления поля $\sim 10^3$ гс при конденсации звезды из межзвездной среды рассмотрены, например, в работе 41. Затухание поля, однако, может быть спльно ускорено конвекцией и турбулентностью, если звезда проходит через конвективную фазу при своей эволюции. Вместе с тем эффект стационарной конвекции может сводиться лишь к тому, что магнитная «веревка» превра-щается в «веревку» плюс «бублик» без существенной диссипации ¹⁵⁰. Трудности гипотезы «прирожденного» магнетизма возникают также при рассмотрении необыкновенно быстрых изменений поля, включающих обращение полярности, в магнитно-переменных звездах. С другой стороны, время затухания магнитного поля в звездах поздних классов, если считать, что вынос поля на поверхность связан с конвективной зоной, где температура 10^5 :- 10^6 °К и характерный размер $\sim 10^5$ км,

будет составлять от 10^7 до $5 \cdot 10^8$ лет, что близко соответствует возрасту старых галактических скоплений звезд (Гиады и др.) ¹⁵¹. Это согласуется с наблюдениями ¹⁵², указывающими, что эмиссия *H*-и *K*-линий в поздних звездах главной последовательности убывает с возрастом звезды (если считать, что поля и эмиссионные образования в *K*-линии тесно связаны, так же как на Солнце; см. § 2).

Вторая точка зрения основывается на факте, что электроны диффундируют значительно быстрее из областей высокого давления, чем тяжелые ионы. Этот эффект давления создает ток. В сферически-симметричной звезде эффект ничтожен, так как там разделение зарядов практически невозможно. В ¹⁵³ и ¹⁵⁴ были рассмотрены оптимальные условия для появления поля в результате такого эффекта, однако оказалось, что эффект не обеспечивает нужной величины поля или требует довольно искусственных предположений.

Наконец, третья возможность — «теория самовозбуждающегося динамо»— объясняет генерацию и поддержание поля токами, которые индуцируются в звезде в результате внутренних движений звездной плазмы в м. п. Первый пример этого механизма, рассмотренный в ¹⁵⁵, таков: если материя у центра звезды течет к оси вращения поперек силовых линий (считая поле звезды симметричным относительно этой оси), то направление токов вокруг оси такое, которое нужно для поддержания ноля; если же у полюсов вещество течет наружу, от оси вращения, то токи имеют противоположное направление; но токи у центра звезды существеннее в силу более высокой проводимости. Однако оказалось 156, 157, что механизм динамо невозможен, если поле и движение осесимметричные: весь эффект движения сводится к перераспределению, смещению силовых линий. В случае несимметричных полей можно найти типы движений, приводящие к увеличению магнитной энергии 158, 159, например, комбинация неравномерного вращения и ускорения Кориолиса с циркуляцией (конвекцией), которая может быть порождена тепловой неустойчивостью ¹⁵⁸; см. также ¹⁶⁰. Механизм динамо — наиболее эффективный из всех, если только он вообще в состоянии реализоваться. Попытки получить подобный динамо-эффект в случае чисто неупорядоченных (турбулентных) движений, по-видимому, нельзя считать состоятельными, особенно если иметь в виду когерентные поля большого масштаба (см. 150).

Не меньшие, скорее большие, трудности встречаются при попытках объяснить изменения м. п. Солнца и звезд. Очевидная возможность объяснения цериодических изменений с помощью вращения наклонного диполя или другого несимметрично относительно оси вращения распределенного стационарного поля (гипотеза наклонного ротатора) рассмотрена в ¹⁶¹. Согласно этой гипотезе м. п. звезды постоянно и его изменения обусловлены вращением: в случае диполя полюсы N и S периодически появляются и исчезают из-за наклона магнитной оси к оси вращения. Гармонический анализ изменений поля и интенсивности линий, выполненный в ¹⁶¹, дает распределение возбуждения атомов и м. п. по поверхности, которое трудно увязать с наблюдаемыми. Трудно, например, понять с точки зрения этой теории, почему в а² Can Ven атомы Eull концентрируются у S-полюса, а Čr — у N-полюса, тогда как у сходной звезды HD 125248 эти элементы концентрируются прямо противоположным образом ⁴¹. Далее оказывается, что вращение магнитных звезд (судя по ширине «немагнитных» линий) заметно более быстрое, чем это должно бы следовать из периода магнитных изменений. Оказалось также, что нужны слишком большие наклоны магнитной оси к оси вращения, чтобы получить заметный эффект 150. С другой стороны, ввиду почти полной вмороженности силовых линий в звездную плазму нельзя ожидать скольконибудь заметных изменений во взаимном расположении силовых линий относительно поверхности звезды в течение периода магнитной переменности. Поэтому если исключить перенос силовых линий с другой полусферы благодаря вращению, остается возможность считать, что новерхность звезды совершает колебания, при которых линии сил перемещаются вместе с поверхностью и образуют различный «ракурс» по отношению к наблюдателю. В ¹⁶² допускалось, что звезда, наблюдаемая почти с полюса, осциллирует между вытянутым и силюснутым сфероидом; основным эффектом здесь является не изменение эллиптичности, а горизонтальные движения к полюсам и от полюсов. Эта теория, однако, не смогла объяснить ни обращение полярности, ни появление основного колебания с периодом, близким к наблюдаемому.

Наличие 22-летнего магнитного цикла у Солнца (см. § 2) наводит на мысль о возможности подобных изменений м. п. у других звезд, но гораздо более (примерно в 1000 раз) быстрых. График на рис. 9 показывает, что общее полярное поле Солнца пропадает в эпоху максимума, когда на экваторе появляются наиболее сильные поля, т. е. когда наиболее сильно выражена тороидальная компонента м. п. Соображения, изложенные в § 2⁵¹, показывают, как первоначально дипольное полоидальное поле может превращаться в тороидальное. Теоретически возможность подобных колебаний между этими двумя типами поля обсуждена в ^{163, 164}: неравномерное вращение в присутствии полоидального поля приводит к появлению тороидальной составляющей; трубки силовых линий тороидального поля поднимаются кверху и скручиваются под действием силы Кориолиса так, что образуются петли в меридиональных плоскостях, которые, имея одно направление циркуляцни и складываясь при прилегании, образуют вновь полоидальное поле и т. д. (своего рода механизм обратной связи). Миграция областей тороидального поля и их взаимодействие с полярным полем может быть причиной уничтожения первоначального поля и появления поля другого знака, как показывает периодическое перемещение зоны пятнообразования по направлению к полюсам Солнца. Однако если есть свидетельство тороидальности поля на экваторе, то нет свидетельств когерентной полоидальности поля, наоборот, полярное поле состоит из множества элементов разного знака (§ 2) и даже среднее (статистически) поле не имеет сходства с дипольным; кроме того, нередко м. п. вовсе исчезает на полюсе, а иногда оба полюса имеют один знак. Далее, помимо энергетических трудностей, указанных в § 2, трудно объяснить обращение S-поля в N-поле на полюсах и обратно нутем простого сближения полей разных знаков в результате указанной миграции тороидального поля, так как: 1) время миграции велико, 2) время диффузии при прилегании противоноложных полей едва ли может быть меньше 100 лет, если речь идет о размерах, сравнимых с размерами звезды 150. Фактически же нейтрализация полей в звездах, если она имеет место, занимает доли суток, что требует скорости миграции вещества около 1000 км/сек или более и концентрации очень сильного поля в элементах размером порядка 100 км. Сказанное в § 2 и 3 о тонкой структуре солнечных полей не исключает возможности наличия такой тонкой структуры и для звезд, что сразу облегчает положение с интерпретацией наблюдаемых столь быстрых изменений полей.

Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР

А Б. СЕВЕРНЫЙ

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА *)

- 1. G. E. H a l e, Astrophys. J. 28, 315 (1908). 2. H. W. B a b c o c k, Astrophys. J. 128, 228 (1958); см. также цитированную там литературу.
- 3. II. W. Babcock, Astrophys. J. 132, 524 (1960).

- H. W. Babcock, Astrophys. J. 192, 021 (1900).
 H. Alfven, Astron. Union, 22 Sympos., Rottach-Eggern (Sept. 1963).
 C. Kiess and W. Meggers, J. Res. Bur. Stand. 1, No. 23, 641 (1928).
 H. W. Babcock, всб. Astron. Techniques (ed. by W. Hiltner), Chicago, 1962,
- стр. 107.
 7. Г. Зирин, Астрон. ж. 38, 861 (1961); А. Б. Северный, Изв. Крымской астрофиз. обс. 22, 12 (1960).

- 8. F. Searcs, Astrophys. J. 38, 99 (1913). 9. В. Е. Степанов, Изв. Крымской астрофиз. обс. 19, 216 (1958). 10. А. Б. Северный, В. Е. Степанов, Изв. Крымской астрофиз. обс. 16, 3 (1956).
- 11. R. Michard, Astron. Union, 22 Sympos., Rottach-Eggern (Sept. 1963), стр. 160.

- R. Leighton, Astrophys. J. 130, 366 (1959).
 G. Thiessen, Zs. Astrophys. 30, 185 (1952).
 H. D. Babcock, Publ. Astr. Soc. Pacific. 60, 244 (1948).

- 14. п. р. Барсоск, гил. Акт. Soc. Fachte. 60, 244 (1948).
 15. Ү. О́ h m an, Astrophys. J. 111, 362 (1950).
 16. Р. Т r e a n o r, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 120, 412 (1960).
 17. К. Кіерепheuer, Astrophys, J. 117, 447 (1953).
 18. Н. W. Варсоск, Astrophys. J. 118, 387 (1953).
 19. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов, Изв. Крымской астрофиз. обс. 19, 3 (1957).
 20. Э. М. Могинарский М. П. Гин. Б. А. Истиса. Ист. Бактер.
- 20. Э. И. Могилевский, И. Д. Гиц, Б. А. Иошпа, Изв. Высш. учебных завед. (Раднофизика) 3 (1), 67 (1960). 21. Л. М. Котляр, Изв. Глави. астрон. обс. 21 (4), 73 (1960); 22 (2), 96 (1961);
- 22 (4), 52 (1961).
- 22. В. Е. Степанов, А. Б. Северный, Изв. Крымской астрофиз. обс. 28, 166 (1962).
- 23. А. Б. Северный, Изв. Крымской астрофиз. обс. 31, 126 (1964); 33, 3 (1965).
- А. В. Брунс, Н. С. Никулин, А. Б. Северный, 1000 11, 120 (1904), 30, 5 (1909).
 А. В. Брунс, Н. С. Никулин, А. Б. Северный, Изв. Крымской астрофиз. обс. 33, 82 (1964).
 И. А. Жулин, Б. А. Иошпа, Э. И. Могилевский, Геомагнетизм и аэрономия 2, 585 (1962); Б. А. Иошпа, В. Н. Обридко, там же 2, 541 (1962).
- 26. J. L e r o i, Contribut. a l'etude de polariz. de la lumiere solaire, Thesis (Paris, 1962).
- A. S c v c r n y, Astron. Union, 22 Sympos., Rottach-Eggern (Sept. 1963), crp. 184.
 V. U n n o, Publ. Astron. Soc. Japan 8, 108 (1956).
 CM. R. Woolley a. D. Stibbs, The Outer Layers of a Star, ch. VII, § 4, Oxford, 1953.

- 30. Д. Н. Рачковски й, Изв. Крымской астрофиз. обс. 27, 259 (1962); 29, 97 (1963). 31. А. Б. Северный, Изв. Крымской астрофиз. обс. 31, 159 (1964). 32. F. Deubner, K. Kiepenheuer, R. Leidler, Zs. Astrophys. 52, 118 (1961).

- H. von Klüber, D. Beggs, Quart. J. Roy. Astr. Soc. 1, 92 (1960).
 H. W. Babcock, Astrophys. J. Suppl. 3, No. 30, 141 (1958).
 G. Hale, F. Seares, A. van Maanen, F. Ellerman, Astrophys. J. 47, 206 (1918).
- 36. R. Langer, Publ. Astron. Soc. Pacific 48, 208 (1936). 37. S. Nicholson, Annual Rept. Mt. Wilson Obs., C. J. W. Year Book, 1934, стр. 138. 38. S. Nicholson, Annual Rept. Mt. Wilson Obs., С. J. W. Year Book, 1949, стр. 12.

- 39. II. von Klüber, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 111, 2 (1951).
 40. G. Thiessen, Ann. Astrophys. 9, 101 (1946).
 41. II. Babcock, T. Cowling, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 113, 357 (1953).
 42. II. W. Babcock, and H. D. Babcock, Astrophys. J. 424, 240 (1955).
- 42. II. W. Babcock, H. Cowiring, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 113, 357 (19)
 42. II. W. Babcock and H. D. Babcock, Astrophys. J. 121, 349 (1955).
 43. H. D. Babcock, Astrophys. J. 130, 364 (1959).
 44. M. Waldmeier, Zs. Astrophys. 49, 176 (1960).
 45. H. W. Babcock, Astrophys. 49, 176 (1960).

- 44. М. Wartu merer, Zs. Astophys. 45, 176 (1960).
 45. H. W. Babcock, Annual Rov. Astron. and Astrophys. 1, 41 (1963).
 46. R. Howard, Astron. Union, 22 Sympos., Rottach-Eggern (Sept. 1963), стр. 129.
 47. D. Beggs, H. von Klüber, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 127, 133 (1964).
 48. A. Severny, Astron. Union, 22 Sympos., Rottach-Eggern (Sept. 1963), стр. 140; см. также: Астрон. ж. 42 (2), 217 (1965).
 49. A. Severny, Space Sci. Rev. 3, 451 (1964).

*) В статье указана литература, появившаяся до 1 января 1965 г.

- 50. М. Waldmeier, Zs. Astrophys. 49, 176 (1960).
 51. H. W. Babcock, Astrophys. J. 133, 572 (1961).
 52. H. Alfven, Tellus 8 (2), 274 (1956).
 53. A. Severny, Solar Magn. Field, Invited Discourse, XII Gen. Ass. of Intern. Astron. Union, Hamburg (Aug. 26, 1964).
 54. A. B. Северный, Астрон. ж. 42(2), 217 (1965).
 55. R. Howard, Astrophys. J. 136, 211 (1962).
 56. Г. Я. Васильева, Известия ГАО 23 (5), № 175, 28 (1964).
 57. J. Csada, Acta Phys. Chem. 4, 48 (1958); 5, 12 (1959).
 58. R. Howard, Astrophys. J. 130, 193 (1959).
 59. R. Leighton, Astron. Union, 22 Sympos., Rottach-Eggern (Sept. 1963).
 60. В. Е. Степанов, Н. Н. Петрова, Изв. Крымской астрофиз. обс. 21, 152 (1959).

- 152 (1959).
- 61. С. Б. Пи́кельнер, Астрон. ж. 37, 616 (1960). 62. Т. Т. Цап, Изв. Крымской астрофиз. обс. 34, 296 (1965).
- 63. Э. И. Могилевский и Б. А. Шелтинг, Sympos. Solar Magn. Fields, Rome (Sept. 1964). 64. В. Е. Степанов, Изв. Крымской астрофиз. обс. **20**, 52 (1958). 65. В. Е. Степанов, Изв. Крымской астрофиз. обс. **22**, 42 (1960).

- 66. Т. Gold. Astron. Union, 22 Sympos., Rottach-Eggern (Sept. 1963). 67. П. В. Стешенко, Изв. Крымской астрофиз. обс. 22, 49 (1959). 68. М. Semel. Compt. rend. 254, 3978 (1962).
- 69. R. Leighton, Annual Rev. Astron. and Astrophys. 1, 19 (1963). 69. R. Leighton, Annual Rev. Astron. and Astrophys. 1, 19 (1963).
 70. H. Alfven, Tellus 8 (1), 1 (1956).
 71. G. Hale, Astrophys. J. 38, 27 (1913).
 72. W. Grotrian und H. Künzel, Zs. Astrophys. 28, 28 (1950).
 73. T. Cowling, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 106, 218 (1946).
 74. J. Broxon, Phys. Rev. 62, 521 (1942).
 75. W. Mattig, Zs. Astrophys. 31, 273 (1951).
 76. E. Schröter, Zs. Astrophys. 33, 20 (1953).
 77. Bewy for a Haw Knuwry for astrophys. 66, 22 (4060).

- 77. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс. 23, 212 (1960). 78. К. Nishi, Publ. Astron. Soc. Japan 14(4), 325 (1962). 79. G. Hale, F. Ellerman, S. Nicholson, Astrophys. J. 59, 153 (1919).
- 80. S. Chapman, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **103**, 117 (1943). 81. J. Henoux, Ann. Astrophys. **26**, 159 (1963). 82. M. Adam, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **126**, 135 (1963). 83. J. Evershed, Observatory **65**, 190 (1944). 84. A. E. Cebephieli, Acrpon. ж. **36**, 208 (1959).

- 85. S. Chevalier, Ann. Obs. Astron., Zo-se, 9 (1903).
 86. G. Thiessen, Observatory 70, 234 (1950).
 87. R. Bray, R. Loughead, V. Burgess, M. McCabe, Austr. J. Phys. 10, 319 (1957); R. Bray, R. Loughead, Vible and Brade and Brade and Brade and State a
- 88. Т. Т. Цан, Изв. Крымской астрофиз. обс. 31, 200 (1963). 89. В. Е. Степанов, С. И. Гопасюк, Изв. Крымской астрофиз. обс. 28,
- 194 (1962).
- 90. V. Bumba, Bull. Astron. Inst. Czechoslov. 13, 42, 48 (1962). 91. А. Б. Северный, Изв. Крымской астрофиз. обс. 33, 34 (1965). 92. G. Halc, Nature 119, 708 (1927).
- 93. R. Richardson, Astrophys. J. 93, 24 (1941).

- 93. К. КТС нагизоп, Astrophys. J. 93, 24 (1941).
 94. Р. Кіпд, Astrophys. J. 80, 136 (1934).
 95. J. Houtgasta. A. van Sluiters, Bull. Astr. Inst. Netherl. 10, 315 (1948).
 96. Т. Тапака а. Ү. Тадакі, Proc. Phys. Math. Soc. Japan 21, 421 (1939).
 97. Н. Hubenet, Zs. Astrophys. 34, 110 (1954).
 98. В. Місhard, Ann. Astrophys. 16, 217 (1953).
 99. Э. В. Барановский и В. Е. Степанов, Изв. Крымской астрофиз. обс. 24 (1954). **21**, 180 (1954).
- 100. A. Severny and V. Bumba, Observatory 78 (902), 33 (1958). 101. A. Ilewish, Joint Discuss. on Solar Magn. Fields, Trans. IAU, IIB (1962). 102. А. П. Молчанов, Астрон. ж. 38, 849 (1961).
- 103. J. Holmes, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 122, 301 (1964).

- 105. Л. Потис, кон. кој. Акил. 50. 122, 501 (1901).
 104. Д. Данжи, Космическая электродинамика, М., 1961, стр. 131.
 105. М. Wood, Astrophys. J. 124, 447 (1956).
 106. А. Severny, Solar Flares, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 2, 363 (1964).
 107. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь. А. Б. Северный, Е. Ф. Шаношникова, Изв. Крымской астрофиз. обс. 29, 15 (1963).
 108. Е. Н. Смирнова и Н. В. Годовников, Изв. Крымской астрофиз. обс. 39, 96 (1964).
- 33, 86 (1964). 109. V. Bumba, Bull. Astron. Inst. Czechoslov. 14, 134 (1963). 110. А. Б. Северный, Изв. Крым кой астрофиз. обс. 20, 22 (1958); 22, 12 (1963).

- 4 УФН, т. 88, вып. 1

- 111. С. И. Гопасюк, Астрон. ж. 38, 209 (1961); Изв. Крымской астрофиз. обс. 27, 110 (1962).

- 110 (1902).
 112. Г. Я. Васильева, Солн. данные СССР 12, 64 (1962).
 113. R. Howard, A. Severny, Astrophys. J. 137, 1242 (1963).
 114. R. Howard, H. W. Babcock, Astrophys. J. 132, 248 (1960).
 115. R. Michard, Z. Mouradin, M. Semel, Ann. Astrophys. 24, 54 (1961).
- 116. J. Evans, Astron. J. 64, 330 (1959).

- 117. В. В. Чистяков, Солн. данные СССР 9, 81 (1959). 118. М. Еllison, S. МсКеппа, J. Reid, Dunsink Obs. Publ. 1, 53 (1961). 119. R. Michard, Astron. Union, 22 Sympos., Rottach-Eggern (Sept. 1963), стр. 373. 120. Е. Ф. Щапошникова, М. Б. Огирь, Изв. Крымской астрофиз. обс. 31, 216 (1963).
- 121. F. Deubner, Astron. Union, 22 Sympos., Rottach-Eggern (Sept. 1963), crp. 369.

- 121. г. Бей Биег, Актоп. Спон. 22 Sympos., понасп-Eggern (sept. 1963), стр. 369.
 122. Т. Каулинг, Магнитная гидродинамика М., ИЛ, 1959, стр. 13.
 123. А. Б. Северный, Изв. Крымской астрофиз. обс. 17, 129 (1957).
 124. Е. Рагкег, Astrophys. J., Suppl., Ser. No. 77, 8, 177 (1963).
 125. Р. Sweet, Astron. Union Symp. 6, Stockholm (1956), 1958, стр. 123.
 126. Д. Данжи, Космическая электродинамика, § 4, М., 1961.
 127. А. Б. Северный, В. П. Щабанский, Изв. Крымской астрофиз. обс. 25, 88 (1961). 128. S. Chapman and P. Kendall, Proc. Roy. Soc. A271, 435 (1963).
- 129. E. Shatzman, Intern. Sympos. Magneto-Fluid Dyn. (IUTAM and Nat. Acad. Sci. U. S., 1960).

- 130. А. Б. Северный, Изв. Крымской астрофиз. обс. 27, 71 (1962).
 131. Т. Gold, F. Hoyle, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 120, 89 (1960).
 132. D. Wentzel, Astrophys. J. 137, 135 (1963).
 133. H. Alfven, Astron. Union, XII Assembly, Report of Commis. 10 Meetings, Анд. 1964. 134. H. Zirin and A. Severny, Observatory 81, 55 (1961); Г. Зирин, Астрон. ж.
- 38, 861 (1961). 135. Б. А. Иошпа, Геомагн. и аэрономия 2, 172 (1962).
- 136. H. W. B a b c o c k, Astrophys. J. 105, 105 (1947).
 137. H. W. B a b c o c k, Astrophys. J. 108, 191 (1948).
 138. A. S c h u s t e r, Proc. Roy. Inst. 13, 273 (1891).

- 139. Р. В lackett, Nature 159, 658 (1947).
 140. Н. W. Babcock, Publ. Astron. Soc. Pacific 59, 112 (1947).
 141. Н. W. Babcock, Astrophys. J., Suppl., Ser. No. 30, 3, 141 (1958).
 142. А. А. Боярчук, Вопросы космогонии 10, 3 (1964).
 143. С. Валиски, К. Варски Космогонии 10, 3 (1964).

- 142. A. A. DORPTYN, DORPOLE RECEMPTORIA 10, 5 (1904).
 143. G. R. and E. M. Burbiges, Astrophys. J., Suppl. 1, No. 11 (1955).
 144. H. W. Babcock, Astrophys. J. 124, 489 (1956).
 145. E. M. Burbige, G. R. Burbige, W. Fowler, F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. 29, 547 (1957).

- 146. D. Brunt, Astr. Nachrichten 196, 169 (1913).
 147. H. A. Wilson, Proc. Roy. Soc. A104, 451 (1923).
 148. S. Runcorn, A. Benson, A. Moore, D. Griffits, Phil. Trans. A244, 113 (1951). 149. Р. В lackett, Phil. Trans. A245, 309 (1952). 150. Т. Cowling, Astron. Union, 22 Sympos., Rottach-Eggern (Sept. 1963), стр. 405. 151. A. Unsold, Observatory 84, No. 941, 152 (1964). 152. O. C. Wilson, Astrophys. J. 138, 832 (1963). 153. L. Biermann, Zs. Naturforsh. 5a, 65 (1950). 154. T. Cowling, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 105, 166 (1945). 155. J. Larmor, Brit. Ass. Rep., 1919, стр. 159. 156. Т. Cowling, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 94, 39 (1934). 157. С. И. Брагинский, ЖЭТФ 47 (3), 1084 (1964). 158. W. Elsasser, Phys. Rev. 69, 106; 70, 202 (1946); 72, 821 (1947). 159. Е. Bullard, Proc. Roy. Soc. A197, 433 (1949). 160. С. И. Брагинский, ЖЭТФ 47 (6), 2178 (1964). 113 (1951).

- 161. A. Deutsch, Encyclopaedia of Physics, vol. 51, 1958, crp. 689. 162. M. Schwarzschild, Ann. d'astrophys. 12, 148 (1949).
- 162. M. Schwarzschild, Ann. d'astrophys. 12, 148 163. W. Elsasser, Rev. Mod. Phys. 28 (2), 135 (1956). 164. E. Parker, Astrophys. J. 122, 293 (1955).