

5. Баранов А. В. Зависимость магнитного поля солнечного пятна от площади по различным линиям поглощения: Препр. Владивосток, 1987. 14 с.
6. Ихсанов Р. Н. О связи между напряженностью магнитного поля и площадью солнечных пятен // Изв. ГАО. 1966. №180. С.41-50.
7. Стешенко Н. В. Магнитные поля малых солнечных пятен и пор // Изв. КрАО. 1967. № 37. С.21-28.
8. Beckers J. M., Schroter E. N. The Intensity, Velocity and Magnetic Structure of a Sunspot Region. I. Observational technique; Properties of magnetic knots // Solar Phys. 1968. V. 4, № 2. P. 142-164.
9. Brants J. J., Zwaan G. The Structure of Sunspots. IV. Magnetic Field Strengths in Small Sunspots and Pores // Solar Phys. 1982. V. 80, № 2. P. 251-258.
10. Bumba V. Magnetic Fields in Small and Young Sunspots // Solar Phys. 1967. V. 1, № 2. P. 371-376.
11. Kneer F. Line Profiles in Sunspots // Astron. and Astrophys. 1972. V.18, № 2. P. 47-50.

**А.В. Баранов, Г.И. Корниенко**

## **АНАЛИЗ СВОЙСТВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВБЛИЗИ АКТИВНОГО ВОЛОКНА**

Известно, что приближение потенциального магнитного поля удовлетворительно описывает поле активных областей. Однако существует класс структур, где оно не выполняется, что указывает на наличие в солнечной атмосфере электрических токов. К таковым относятся прежде всего суперполутени солнечных пятен, чья тонкая структура показывает спиральную закрученность, и жгутообразные волокна, состоящие из тонких скрученных нитей.

Расчеты, выполненные с использованием карт полного вектора магнитного поля, позволили сделать вывод о существовании в активных областях Солнца как глобальных, так и локальных мелко-масштабных электрических токов с плотностью до  $10^{-4}$  А/м<sup>2</sup> и полным током до  $10^{12}$  А (см., напр., [6]). Подобные токи играют важную роль в энергетике активных областей и протекающих в них нестационарных процессов.

Скрученные жгуты волокон наблюдаются достаточно часто. Их можно видеть на H $\alpha$ -фильтрограммах как в проекции на диск Солнца, так и за лимбом. Появление жгутообразных волокон может быть определенной стадией развития активного волокна. Есть данные о том, что в процессе солнечной вспышки скрученность связанного с ней волокна уменьшается [7,11]. По наблюдениям над солнечным лимбом было обнаружено, что радиусы жгутов достигают  $10^4$  км, а поперечники составляющих их волокон около  $10^3$  км [12]. Скрученное волокно в течение длительного времени может оставаться устойчивым, а потом стать эруптивным, либо вблизи него происходит вспышка.

Скрученность жгутов волокон явно указывает на текущие в них электрические токи. Если магнитное поле жгута разложить на две компоненты ( $B_1$  – поле вдоль оси жгута (аксиальное поле) и  $B_\phi$  –

азимутальное поле), то величина электрического тока  $I$ , текущего вдоль жгута, может быть определена из выражения [7]

$$\operatorname{tg} \beta = 2I / (crB_i), \quad (1)$$

где  $\beta$  – угол между направлением азимутальной компоненты поля и осью волокна (питч-угол),  $r$  – радиус жгута,  $c$  – скорость света. Скрученность жгута  $\Phi$  определяется выражением:

$$\Phi = (B_\phi / B_i) L, \quad (2)$$

где  $L = s/r$ ,  $s$  – длина оси жгута.

Как правило, оценки токов, текущих вдоль жгута, делаются по формуле (1). Отметим, что они достаточно грубы, так как напряженность магнитного поля в волокнах мала (несколько десятков гаусс), а напряженность окружающих полей составляет несколько сотен гаусс (для активных областей). Волокна лежат в верхних слоях атмосферы, где точность измерения полей низка. Тем не менее ряд авторов получили согласующиеся между собой оценки: плотность электрических токов в жгутах  $\sim 10^{-4}$  А/м<sup>2</sup> и полные токи составляют от  $10^{10}$  до  $3 \times 10^{11}$  А (в зависимости от радиуса жгута). Запас магнитной энергии тока достигает величины  $\sim 10^{31}$  эрг.

Скрученный жгут неустойчив. Паркер [9] показал, что скручивание магнитной трубки уменьшает полное натяжение силовых линий поля до нуля и отрицательных значений. Когда полное натяжение становится отрицательным, на трубке возможно образование петель и трубка принимает форму буравчика. Дальнейшее скручивание приводит к соприкосновению соседних витков спирали, и здесь возможен динамический разрыв с быстрым перезамыканием линий поля.

Все это позволяет связывать такие жгуты с солнечными вспышками.

Модель солнечной вспышки подобного типа была предложена в работе [10]. Она основана на представлении о том, что в солнечной атмосфере могут существовать электрические контуры, замыкающиеся в подфотосферных слоях. При разрыве тока, текущего по

контур, магнитная энергия тока диссипирует и выделяется в виде тепла и потоков ускоренных частиц. В последние годы “контурная” модель вспышки развивалась в работах Зайцева и Степанова [4,5]. Согласно их расчетам проникновение нейтральных атомов в петлю (в результате желобковой неустойчивости лежащего выше петли протуберанца) увеличивает электрическое сопротивление петли на 8–10 порядков величины, что практически эквивалентно разрыву тока.

Отметим, что данные о величинах токов в скрученных жгутах найдены косвенным путем на основе грубой оценки по формуле (1). Несомненный интерес представляет получение информации об электрических токах в скрученных жгутах и в близлежащих областях из данных о распределении вектора магнитного поля. Целью данной работы является анализ локализации скрученного жгута относительно распределений электрических токов, электромагнитных сил и других величин, полученных с помощью карты полного вектора магнитного поля на уровне верхней фотосферы.

### ЭВОЛЮЦИЯ СКРУЧЕННОГО ЖГУТА

Анализировалась активная область AR 5395 12 марта 1989 г. В нашей предыдущей работе [3] исследована локализация узлов вспышки балла 2b, бомб Эллермана и деталей с большими лучевыми скоростями в фотосферных линиях относительно распределений магнитного поля, электрических токов и электромагнитных сил. Данная работа посвящена анализу расположения скрученного жгута, вблизи которого произошла вспышка, относительно этих распределений.

Развитие скрученного жгута изучалось на основе анализа серий  $H_\alpha$ -фильтрограмм и спектрограмм, полученных на внезатменном коронографе Уссурийской астрофизической обсерватории. На две камеры РФК-5 одновременно выполнялась съемка спектрограмм в области линии  $H_\alpha$  и  $H_\alpha$ -фильтрограмм. Это достигалось использованием зеркальной входной щели спектрографа. Съемка данной актив-

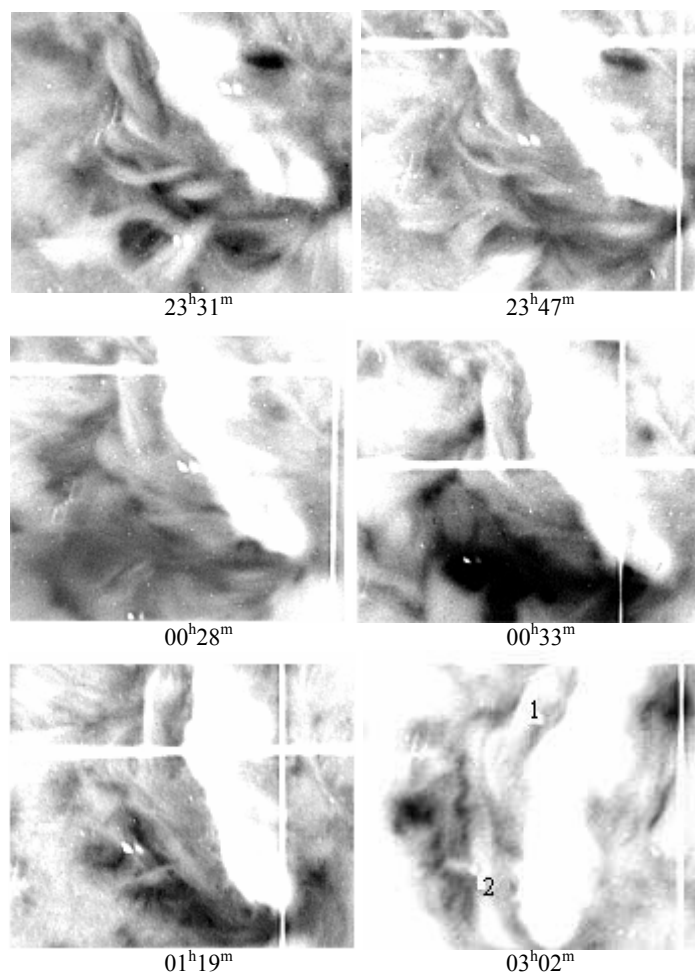


Рис.1. Эволюция скрученного жгута волокон на фильтрограммах в линии водорода

ной области проводилась с 23<sup>h</sup> 20<sup>m</sup> UT 11 марта до 03<sup>h</sup> 00<sup>m</sup> UT 12 марта. В период наблюдений произошла вспышка балла 2b/M7, которая началась в 00<sup>h</sup> 16<sup>m</sup> и закончилась в 00<sup>h</sup> 46<sup>m</sup>; максимум отмечен в 00<sup>h</sup> 24<sup>m</sup> UT.

Основные стадии эволюции жгута приведены на рис.1. На рис.1 и далее на картах рис.2 и 3 1 мм соответствует 2,8 угловых секунд на поверхности Солнца. В начале наблюдений видно лежащее вдоль группы пятен изогнутое волокно, на нижнюю половину которого навиты концы трех волокон. Противоположные концы этих волокон практически сливаются в той области, где позже появился первый вспышечный узел. Верхняя половина жгута в свою очередь является системой из двух перевитых волокон. Через 16 мин картина существенно меняется. Вся система волокон образует вытянутый вдоль группы пятен скрученный жгут, расширенный в своей средней части. Наиболее сильные изменения структуры жгута произошли непосредственно перед вспышкой, которая началась с компактных узелков, расположенных на концах волокон и в местах значительных (до 50 км/с) скоростей опускания. Позже вся нижняя половина жгута заливается вспышечной эмиссией. Верхняя часть жгута во время вспышки практически не изменилась. После вспышки структура жгута существенно изменилась. На месте нижней части жгута осталось одиночное слабоконтрастное волокно (фрагм. 2) и лишь позже эта часть волокна восстановилась. Верхняя половина жгута (фрагм. 1) изменилась незначительно. В целом после вспышки структура жгута упростилась, а в его нижней части скрученность вообще исчезла. К концу наблюдений в средней части жгута появился разрыв. В 02<sup>h</sup> 26<sup>m</sup> UT вдоль жгута опять началась субвспышка, во время которой вспышечная лента вблизи верхней половины жгута заходит под жгут и экранируется им. В период наблюдений под жгутом отмечено большое количество бомб Эллера.

Одновременно с фильтрограммами были получены спектрограммы в области линии H<sub>α</sub>, которые позволяют исследовать поле лучевых скоростей в жгуте. Анализ спектрограмм показал наличие заметных доплеровских смещений (скорости опускания до 30–50 км/с) лишь на концах жгута. На нижнем конце жгута скорости наблюдались до и в начале вспышки. Вся его остальная часть не показывает заметных лучевых скоростей весь период наблюдений. Это позволяет сделать вывод о том, что наблюдаемые изменения струк-

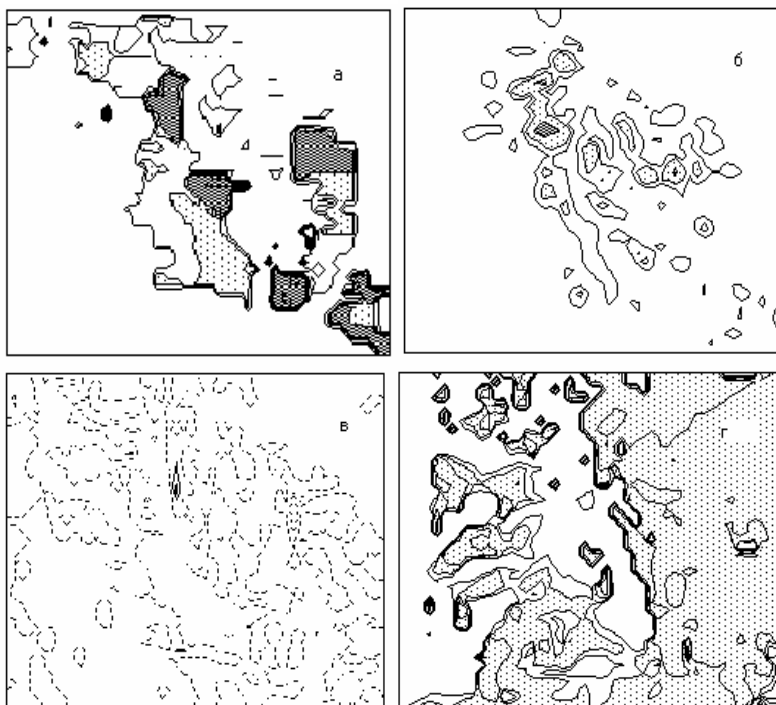


Рис.2. Азимут поперечной составляющей магнитного поля (а). Ось  $x$  направлена вниз. Изолинии показаны через  $60^\circ$  начиная от значения азимута  $180^\circ$ . Внутри изолинии  $240^\circ$  площадка залита светло-крапчатым, а внутри изолинии  $300^\circ$  – темным фоном. Модуль среднего по четырем соседним точкам значения вертикального градиента вертикальной составляющей магнитного поля (б). Изолинии соответствуют значениям величины 0,04, 0,08 и 0,16 Э/км. Внутри изолинии 0,08 Э/км закрашка светлым, внутри изолинии 0,16 Э/км – темным фоном. Карта вертикальной составляющей плотности электрического тока (в). Изолинии соответствуют значениям  $\pm 30, 60$  о.е.; 1 о.е. соответствует  $10^2$  ед. СГСЕ. Выделена изолиния 30 о. е. Карта азимута горизонтальной составляющей плотности электрического тока (г). Изолинии соответствуют значениям азимута  $30^\circ, 60^\circ, 120^\circ$ . Заливка внутри изолинии  $60^\circ$

туры жгута реальной перестройкой его волоконца. Можно предполагать, что в жгуте существовали заметные горизонтальные скорости, сопровождавшие процесс его перестройки.

## МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ КАРТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Наблюдаемые величины компонент магнитного поля исправлялись с учетом эффекта проекции. При этом вводилась следующая система координат. Через центр диска Солнца и центр группы проводилась координатная ось  $X$  (другая ось координат  $Y$  проводилась через центр группы перпендикулярно первой). Составляющие магнитного поля пересчитывались в новую систему координат. Составляющие напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$  вдоль оси  $X$  исправлялись с учетом гелиоцентрического угла. После этого выполнялся обратный пересчет в систему координат, в которой изначально производились наблюдения компонент поля (ось  $x$  направлена на юг, ось  $y$  – на запад). В этом случае компоненты поля изменяются так, что по отношению к группе пятен мы имеем вертикальную к поверхности Солнца составляющую  $\mathbf{H}$  и координаты на плоскости, соответствующие координатам, выбранным при измерении поля.

Метод расчета  $\mathbf{j}$  и  $\mathbf{F}$ , примененный в работе, основан на том, что на некотором уровне  $l$  в атмосфере Солнца, где энергия магнитного поля много больше газового давления, можно принять, что магнитное поле потенциально.

Тогда применима следующая схема расчета. Из уравнения  $\text{div} \mathbf{H} = 0$  имеем

$$\frac{\partial H_z}{\partial z} = -\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_y}{\partial y}. \quad (3)$$

Следовательно, на высоте  $l$  получаем

$$H_z(l) = H_z(0) + \frac{\partial H_z}{\partial z} l. \quad (4)$$

Зная распределение  $H_z$  и учитывая, что  $\text{rot} \mathbf{H} = 0$ , рассчитываем

структуру поля на уровне  $l$ , используя решение задачи Дирихле для параллелепипеда [2].

Для потенциального поля граничным условием будет составляющая  $H_z(x, y, l)$ , и решение можно записать в виде

$$\begin{aligned} H_x &= -\frac{\pi}{L_x} \sum_{m,n} m \frac{C_{m,n}}{\lambda_{mn}} e^{\sqrt{\lambda_{m,n}}(l-z)} \cos \frac{\pi m x}{L_x} \sin \frac{\pi n y}{L_y}; \\ H_y &= -\frac{\pi}{L_y} \sum_{m,n} n \frac{C_{m,n}}{\lambda_{mn}} e^{\sqrt{\lambda_{m,n}}(l-z)} \sin \frac{\pi m x}{L_x} \cos \frac{\pi n y}{L_y}; \\ H_z &= \sum_{m,n} C_{m,n} e^{\sqrt{\lambda_{m,n}}(l-z)} \sin \frac{\pi m x}{L_x} \sin \frac{\pi n y}{L_y}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \lambda_{m,n}^2 &= \pi^2 \left( \frac{m^2}{L_x^2} + \frac{n^2}{L_y^2} \right); \\ C_{m,n} &= \frac{4}{L_x L_y} \sum_{m,n} H_z(x, y, l) \sin \frac{\pi m x}{L_x} \sin \frac{\pi n y}{L_y}. \end{aligned}$$

Подчеркнем, что входящие в формулы коэффициенты  $C_{m,n}$  рассчитываются в данном случае для вертикальной составляющей поля на уровне  $l$ .

Если мы предположим, что на верхнем уровне магнитное поле имеет бессивовую структуру, т. е. определяется с помощью выражения

$$\text{rot} \mathbf{H} = \alpha \mathbf{H}, \quad (6)$$

то, полагая  $\alpha = \text{const}$ , можно аналогично вышеизложенному методу

рассчитать составляющие магнитного поля, используя формулы, полученные Зеехафером [8].

Далее, имея значения составляющих магнитного поля на двух уровнях, мы можем определить их изменение с высотой и, используя выражение

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot} \mathbf{H}, \quad (7)$$

рассчитать структуру электрических токов. Затем, пользуясь формулой

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi} \text{rot} \mathbf{H} \times \mathbf{H}, \quad (8)$$

находим составляющие вектора электромагнитной силы. И, наконец, полезной для анализа является величина, называемая токовой спиральностью,

$$h_c = \mathbf{j} \mathbf{H}. \quad (9)$$

Для расчетов обычно используется величина  $h_{cz} = \mathbf{j}_z H_z$  ( $H_z$  – вертикальная составляющая  $\mathbf{H}$ ), которая не всегда обладает теми же свойствами, что и  $h_c$ .

Учитывая, что в выражении (8) представлено векторное, а в выражении (9) скалярное произведение одних и тех же величин, мы можем сразу записать формулу

$$h_c^2 + c^2 F^2 = j^2 H^2. \quad (10)$$

Ясно, что как  $h_c$ , так и  $F$  определяются произведением модуля плотности электрического тока на модуль  $\mathbf{H}$  и углом между этими величинами  $\beta$ . В известной мере эти величины обратны: в бессивовом поле ( $F = 0$ )

$$h_c^2 = j^2 H^2,$$

в случае, когда  $j \perp H$ , имеем соответственно  $h_c = 0$  и

$$c^2 F^2 = j^2 H^2.$$

### ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЖГУТА ОТНОСИТЕЛЬНО РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ТОКОВ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИЛ

Отметим, что использованная магнитограмма полного вектора поля, по которой построены карты распределений токов и электромагнитных сил, получена в самом конце оптических наблюдений, когда жгут состоял из двух фрагментов – верхнего (фрагм. 1) и нижнего (фрагм. 2) с разрывом между ними.

Предварительно введем необходимую для анализа карт терминологию. Здесь и далее малым значением величины будет называться такое её значение, которое меньше 0,1 от её максимального значения. Большим значением величины будем называть её значение, превышающее 0,5 её максимальной величины. Соответственно средним значением величины будем называть её значение, находящееся в пределах от 0,1 до 0,5 от её максимальной величины.

### КАРТЫ КОМПОНЕНТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Распределение  $H_x$  и  $H_z$  в области жгута похожи друг на друга. Жгут полностью лежит в области отрицательных  $H_x$  и  $H_z$ . На верхнем конце фрагм. 1 имеется компактная область максимальных отрицательных значений  $H_x$  и  $H_z > 700$  Гс. Что касается карты  $H_y$ , то и здесь жгуту соответствует область отрицательных значений  $H_y$ , но существенно меньшей величины, чем на картах  $H_x$  и  $H_z$ . Рассмотрение карты модуля  $H$  показывает, что есть тенденция к избеганию жгутом областей малых и больших значений модуля поля. При этом форма жгута почти повторяет форму лежащей под ним области больших значений поперечной составляющей  $H$ . Направление поперечной составляющей поля (рис.2,а) практически совпадает с направлением фрагментов жгута. На карте азимутов поперечной составляющей поля  $\varphi$  жгуту соответствует сходная с ним по форме область значе-

ний  $\varphi = 180^\circ - 210^\circ$  (от оси  $x$ ). Отмечено хорошее совпадение положения жгута и нулевой линии вертикальной составляющей поля.

### КАРТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Максимальное значение  $\frac{\partial H_z}{\partial z}$  составляет 0,231 Э/км. Изоли-

ния  $\frac{\partial H_z}{\partial z} = 0$  очень запутана, и ее многократные пересечения жгу-

та сами по себе еще не доказывают, что жгут располагается вблизи неё. По этой причине нами рассмотрена карта средних значений (рис.2,б), представляющая собой карту вертикального градиента, сглаженную по четырем соседним значениям. Это сделано с целью уменьшения влияния ошибок в определении данной величины на наблюдаемую картину. Кроме того, этим достигается совпадение размеров карт градиента, токов и электромагнитных сил.

Максимальное значение  $\frac{\partial H_z}{\partial z} cp$  составляет 0,217 Э/км. На по-

лученной карте видно, что нулевая линия градиента 2 раза входит во фрагм. 1 и 4 раза касается его края. Для нижнего фрагмента отмечено, что нулевая линия 1 раз входит и 3 раза касается его.

Для внесения ясности в этот вопрос нами также рассмотрена карта модуля вертикального градиента магнитного поля

$\left| \frac{\partial H_z}{\partial z} cp \right|$ . Её анализ показывает, что примерно половина жгута

расположена в области малых значений градиента поля. Практически весь жгут находится в области, где значения градиента не превосходят 0,2 от его максимального значения, и только верхний конец фрагм. 1 касается области больших значений градиента. Таким

образом, жгут лежит над областью нулевых и малых значений  $\frac{\partial H_z}{\partial z}$ .

### КАРТЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

На карте видно, что форма жгута очень хорошо соответствует форме нулевой линии  $j_z$ , в целом хорошо совпадающей с нулевой линией  $H_z$  (рис.2,в). Но на концах обоих фрагментов жгута имеются сравнительно компактные области, где значения тока довольно велики. Так, для фрагм. 1 мы имеем касание верхней части жгута области больших токов, причем усилена как поперечная составляющая тока, так и величина  $j_z$ , принимающая большие отрицательные значения. Нижний конец фрагмента соответствует области, где модуль плотности тока возрастает, а величина  $j_z$  имеет повышенные положительные значения. Для нижнего фрагмента характерна та же картина, только повышение плотности тока в верхней части фрагмента происходит в области относительно небольших отрицательных значений  $j_z$  за счет усиления его поперечной составляющей.

На картах  $j_x$  и  $j_y$  жгут локализован в области средних и значительных положительных токов. Для фрагм.1 токи на картах  $j_x$  составляют 0,1–0,3, а на картах  $j_y$  больше 0,1 от максимальных значений тока. Для фрагм.2 плотности тока больше 0,1 (карта  $j_x$ ) и 0,1–0,3 (карта  $j_y$ ) от максимальных значений величины. На концах обоих фрагментов жгута имеются компактные области усиления плотности тока  $|\mathbf{J}| > 115$  о.е. (больше половины от ее максимального значения). Их появление связано с усилением здесь  $j_z$  на концах фрагментов, как это было отмечено выше. Отметим, что для удобства расчетов величина тока измерялась в относительных единицах, 1 о.е. =  $10^2$  ед. СГСЕ.

Совместный анализ карт  $j_x$  и  $j_y$  позволяет оценить величину полного горизонтального тока в жгуте.  $I = jS$ , где  $I$  – полный ток,  $S$  – площадь поперечного сечения жгута. Полагая, что жгут имеет круговое сечение диаметром 6400 км (фрагм.1) и 4800 км (фрагм.2), по-

лучим полные токи  $I = 5 \times 10^{11}$  А для фрагм.1 и  $I = 3 \times 10^{11}$  А для фрагм.2.

Нами выполнен анализ распределения плотности тока относительно ориентации самого жгута. Фрагм.1 был разбит на 6 участков, для которых анализировалось среднее по каждому участку направление горизонтальных токов  $j_t$  (рис.2,г). Участкам с направлением  $j_t$  относительно оси  $x$ , отличающимся на величину  $\varphi < 30^\circ$ , соответствуют заметные уширения жгута, участкам, где  $30^\circ < \varphi < 60^\circ$ , – сужения. На нижнем участке фрагмента, там, где жгут изгибается в направлении оси  $y$  величина угла находится в пределах  $60^\circ < \varphi < 90^\circ$ . В целом, учитывая степень изгиба самого жгута, можно считать, что отклонения от оси на большей части самого жгута не превышают  $30^\circ$ , причем отрицательных значений этого угла не отмечено. В местах, где отклонения достигают  $45^\circ$ , жгут сужен.

Сходная картина отмечена и в области расположения фрагм.2. Следует отметить, что на концах обоих фрагментов имеются небольшие, до  $45^\circ$ , увеличения угла  $j_t$  относительно оси жгута. Сравнивая карты, можно видеть, что увеличение  $\varphi$  происходит там, где отмечено увеличение  $j_t$ .

Таким образом, направление  $\mathbf{j}$  связано с направлением самого жгута.

### КАРТЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СИЛЫ

Фрагм.1 на картах  $f_x$  и  $f_y$  соответствует области слабых отрицательных значений силы. На верхнем конце этого фрагмента имеется компактный узел наибольших отрицательных  $f_x < -300$  о.е. На карте  $f_y$  жгут лежит в области положительных значений силы, на верхнем конце фрагм.1 есть компактный узел максимальных положительных  $f_y = 300$  о.е. Карта модуля силы показывает, что весь жгут лежит в области относительно небольших значений модуля электромагнитной силы  $\sim 0,1$  от ее максимального значения, однако верхняя часть фрагм.1 лежит в области средних  $f_t$ . Фрагм.2 соответствуют еще более слабые значения сил. В целом можно считать, что жгут избегает мест со значительными величинами электромагнитной силы.

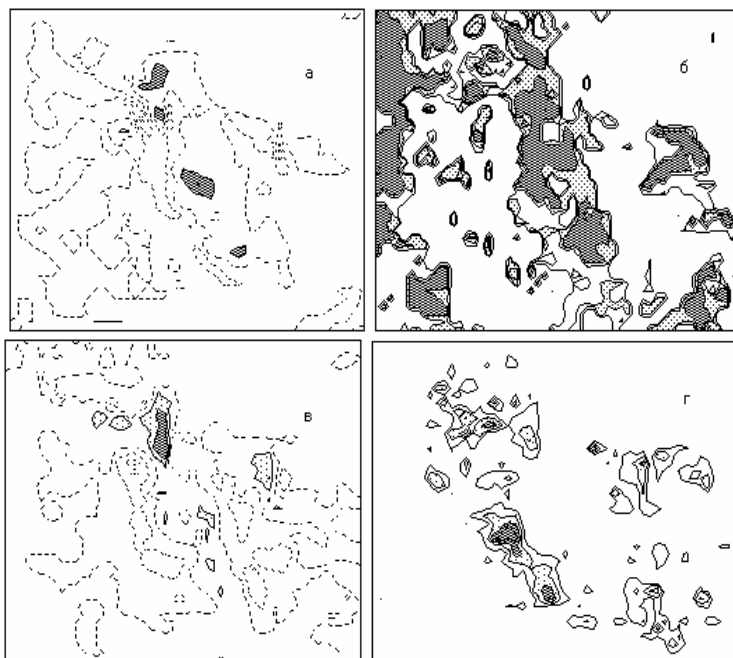


Рис. 3. Карта вертикальной составляющей электромагнитной силы (а). Изолинии соответствуют значениям 120 и 240 о.е.; 1 о.е. =  $10^{-5}$  н/м<sup>3</sup>. Площадки внутри изолинии 120 о. е. залиты темным цветом. Карта азимута горизонтальной составляющей электромагнитной силы (б). Изолинии соответствуют значениям азимута 90°, 150°, 210°. Значения величины между 150° и 210° залиты светлым, больше 210° – темным фоном. Карта спиральности магнитного поля (в). Изолинии соответствуют значениям  $h_c = 300$  и  $600$  о.е.; 1 о.е. =  $3 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup>/с. Значения  $h_c > 300$  о.е. залиты светлым, больше 600 о. е. – темным фоном. Отношение модулей спиральности и электромагнитной силы  $|h_c|/|cF|$ , (г). Изолинии соответствуют значениям величины 2, 4, 8. Значения отношения больше 4 даны светлым, больше 8 – темным фоном

Жгут расположен вдоль нулевой линии вертикальной составляющей силы, но верхний его конец лежит в компактной области больших положительных  $f_z$ , а нижний в области больших отрицательных значений  $f_z$  (рис.3,а).

Анализ карт азимута поперечной составляющей силы  $\varphi$  (рис.3,б) показал, что горизонтальная составляющая электромагнитной силы направлена к оси фрагм.1 под углом  $+60^\circ - +90^\circ$ . Для центральной части фрагм.2 угол находится в тех же пределах, однако на краях фрагмента отмечено явное увеличение азимута. Впечатление такое, что разделение жгута на два фрагмента и поворот нижней части жгута вдоль оси у могли произойти под действием электромагнитной силы.

### КАРТА СПИРАЛЬНОСТИ

Сравнение положения жгута с распределением величины  $h_{cz} = j_z H_z$  показало, что он почти весь, за исключением верхнего конца фрагм.1, лежит в области малых значений этой величины. Это вполне понятно, поскольку особенностью расположения жгута является то, что он находится вблизи линий  $H_z=0$  и  $j_z=0$ , что делает указанный параметр явно непригодным для анализа связи расположения активных процессов (объектов) с особенностями магнитного поля. Жгут лежит в области больших отрицательных значений спиральности (рис.3,в), причем положение жгута почти полностью совпадает с положением излинии  $h_c = -300$  о.е., включающей в себя и наибольшие отрицательные величины  $h_c$ . Физически это может означать, что под жгутом находится область максимальной скрученности магнитного поля и соответственно минимально возможных при таких величинах  $j$  и  $H$  значениях электромагнитной силы. Нами рассмотрена карта отношения  $h_c / |F|$ . Жгут находится в области больших отрицательных значений этой величины (рис.3,г). Физически это означает, что в уравнении (10) можно положить

$$h_c^2 \gg c^2 F^2$$

и, следовательно, область под жгутом является областью поля, близкого к бессилловому.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Жгут находится в области, где направление поперечной составляющей магнитного поля практически совпадает с направлением его фрагментов. Его положение хорошо соотносится с направлением нулевой линии вертикальной составляющей магнитного поля.

Жгут лежит над областью нулевых и малых значений вертикального градиента  $H_z$ .

Он избегает мест со значительными величинами электромагнитной силы и расположен вдоль нулевой линии ее вертикальной составляющей.

Жгут полностью лежит в области больших отрицательных значений токовой спиральности, включающей в себя максимальные по модулю её величины.

Его форма хорошо соответствует форме нулевой линии  $j_z$ . Направление горизонтальной составляющей электрического тока близко к направлению самого жгута и практически антипараллельно направлению поперечной составляющей магнитного поля.

Все это значит, что жгут находится в области максимальной скрученности поля и магнитная структура близка к той, которая определяется выражением

$$\text{rot}\mathbf{H} = \alpha\mathbf{H},$$

при отрицательных значениях  $\alpha$ .

Учитывая сказанное, можно считать, что сам жгут тесно связан с лежащим под ним магнитным полем и его структура определяет положение и, возможно, форму самого жгута. Под ним находится практически чисто поперечное поле, мало меняющееся с высотой. Одновременное выполнение в области расположения жгута условий

$$\partial H_z / \partial z = 0, \quad j_z = 0$$

означает, что для рассматриваемых участков поверхности

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} = -\frac{\partial H_y}{\partial y}, \quad \frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{\partial H_x}{\partial y}.$$

Имеем систему уравнений Коши-Римана и – для определения  $H_{x,y}$  – уравнения Лапласа для плоского случая. Следовательно, жгут расположен вблизи мест со вполне определенной структурой магнитного поля, которую можно рассчитать, используя имеющиеся карты вектора магнитного поля.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Абраменко В. И., Гопасюк С. И., Огирь М. Б., Юрчишин В.Б. Исследование магнитного поля и электрических токов в активной области по наблюдениям продольного поля на двух уровнях и  $H_\alpha$ -структуры // Изв. КРАО. 1993. Т. 88. С. 72-84.
2. Бабич В. М. Линейные уравнения математической физики. М: Наука, 1964. С. 368.
3. Баранов А.В., Корниенко Г. И. Процессы в активной области AR 5395 марта 1989 г. и их связь с электрическими токами и электромагнитными силами // Солнечная активность и её влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2002. С. 17-28. (Труды УАФО; Т. 6, вып.6).
4. Зайцев В.В., Степанов А.В. К динамо теории солнечных вспышек // Астрон. ж. 1991. Т.68, вып.2. С. 384-393.
5. Зайцев В.В., Степанов А.В. Природа вспышечного энерговыделения на Солнце и диагностика плазмы солнечных вспышек // Изв. КРАО. 1994. Т.92. С.25-43.
6. Куклин Г.В. Об аппроксимации магнитного поля солнечного пятна бессильным полем // Солнечные данные. 1964. №7. С. 45-53.
7. Молоденский М. М., Филиппов Б.П. Магнитные поля активных областей на Солнце. М: Наука. 1992. С.151.
8. Обридо В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М: Наука. 1985. С. 256.
9. Паркер Е. Космические магнитные поля. М: Мир, 1982. Т.1. С.608.
10. Alfen H., Carlqvist P. Currents in solar atmosphere and theory of solar flares // Solar Phys. 1967. V.1. P.220-228.
11. Kurokawa H., Hanaoka Y., Shibata K., Uchida Y. Rotating eruption of an untwisting filament triggered by the 3B flare of 25 april 1984 // Solar Phys. 1987. V.108, N2. P.251-264.
12. Vrsnak B., Ruzdjak V., Brajsa R., Dzubur A. Structure and stability of prominences with helical structure // Solar Phys. 1988. V.116, N1. P.45-60.