

DOI: 10.54503/0571-7132-2022.65.3-397

## ТОКОВЫЕ СИСТЕМЫ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА ПОЗДНЕЙ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ И ИХ РОЛЬ В ПРОЦЕССАХ СТАБИЛИЗАЦИИ/ДЕСТАБИЛИЗАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Ю.А.ФУРСЯК, А.А.ПЛОТНИКОВ

Поступила 7 июня 2022

Принята к печати 8 августа 2022

По данным инструмента Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) на борту Solar Dynamics Observatory (SDO) о компонентах вектора магнитного поля в фотосфере Солнца для 46 активных областей (АО), находящихся на финальной стадии эволюции, вычислены величины горизонтального, вертикального и крупномасштабного электрического тока на уровне солнечной фотосферы. В каждом случае исследована динамика параметров электрического тока за время нахождения области в пределах  $\pm 35^\circ$  от центрального меридиана. Параметры электрического тока сопоставлены со скоростью затухания магнитного потока в пятне. Получены следующие результаты: 1) Выявлена прямая зависимость между величиной средней беззнаковой плотности локальных вертикальных электрических токов и скоростью затухания магнитного потока в пятне с коэффициентом корреляции  $k = 0.56$ . 2) Ненулевой крупномасштабный электрический ток обнаружен только в областях с относительно низкой скоростью затухания магнитного потока в пятне (не превышающих значение  $6.0 \cdot 10^{19}$  Мкс  $\text{ч}^{-1}$ ). Таким образом, крупномасштабный электрический ток может оказывать стабилизирующее воздействие на пятно, не являясь, однако, единственным механизмом стабилизации пятен, поскольку только для 37% АО анализируемой выборки, для которых скорость затухания магнитного потока в пятне ниже  $6.0 \cdot 10^{19}$  Мкс  $\text{ч}^{-1}$ , его величина, с учетом ошибок вычисления, является отличной от нуля. 3) Статистический анализ также указывает на стабилизацию солнечных пятен индукционной составляющей кольцевого горизонтального электрического тока, описываемой законом Фарадея и обусловленной изменением во времени магнитного потока пятна. Коэффициент корреляции между средней величиной квадрата плотности горизонтального тока в кольцевой структуре вокруг пятна и скоростью затухания магнитного потока  $k = 0.42$ .

Ключевые слова: *Солнце: активные области: магнитное поле: электрические токи*

1. *Введение.* Проблема распада солнечных пятен является одной из классических в физике Солнца. Впервые она была сформулирована в работе Каулинга еще в середине 40-х годов [1], а активные попытки ее решения начаты в 70-80-х годах XX в. [2-7]. Появление в конце XX-го и в XXI-м веке новых и мощных инструментов для исследования Солнца, среди которых можно выделить космические обсерватории SDO [8] и Hinode [9], наземные телескопы NST(GST)/BBSO [10], DKIST [11] и ряд других, а также развитие компьютерных технологий, стимулировали как продолжение ранее начатых работ, так и появление новых исследований, связанных с вопросами устойчивости и

распада солнечных пятен. На сегодняшний день исследователям доступны огромные (исчисляемые сотнями Терабайт) объемы наблюдательных данных, ряд теоретических моделей, описывающих процессы стабилизации/дестабилизации солнечных пятен (см. [12-14]), а также большое количество программ, позволяющих оценить как устойчивость солнечных пятен во времени путем вычисления ряда критериев стабильности и их временных вариаций, так и моделировать процессы, происходящие в окрестности пятна на фазе его распада.

Однако, несмотря на десятилетия исследований, многие вопросы в рамках данной проблематики остаются в той или иной степени нерешенными и до сегодняшнего дня. В частности, как оказалось, сам процесс затухания магнитного потока может существенно различаться для разных пятен: затухание может происходить как квазилинейно [15], так и по параболическому закону [16,17]. Таким образом, процессы, обуславливающие распад пятна, также будут различаться в зависимости от характера диссипации его магнитного потока.

Линейный характер затухания подразумевает, что потеря магнитного потока происходит повсюду внутри солнечного пятна из-за турбулентной диффузии магнитного поля. Работы, посвященные данному вопросу, появились уже в 70-е годы XX в. [4,18,19]. В дальнейшем данная тематика активно развивалась [20,21] и развивается в последние годы [14,22,23].

Параболический характер потери магнитного потока пятном может быть обусловлен эрозией солнечного пятна на его границе, например, супергранулярными движениями [24] или турбулентными движениями в масштабе гранул [25]. Одним из механизмов потери магнитного потока по параболическому закону могут являться движущиеся магнитные элементы (moving magnetic features, MMF). Впервые о них было упомянуто в работе Sheely в 1969г. [26], а в 1973г. было впервые высказано предположение, что подобные структуры уносят с собой некоторую часть магнитного потока пятна [27]. Результаты более поздних исследований, базирующихся на наблюдательных данных [28,29], показали, что: 1) за потерю магнитного потока отвечают только MMF одинаковой с пятном полярности; 2) MMF уносят с собой существенную долю магнитного потока пятна.

Существуют и иные механизмы стабилизации/дестабилизации солнечных пятен. Считается, что определенную роль в этих процессах могут играть даже такие критерии, как размер пятна, его форма, напряженность магнитного поля в максимуме развития и ряд других. Влиять на стабильность солнечных пятен могут и различного рода колебания [30,31]. Также определенное воздействие на скорость затухания магнитного потока оказывают крупномасштабные круговые движения плазмы вокруг пятен [32] и глубина залегания

оснований пятна в конвективной зоне [33]. Последний механизм переводит исследование проблемы стабилизации солнечных пятен в плоскость гелиосейсмологии.

Одним из механизмов, который, среди прочих, также оказывает влияние на скорость затухания магнитного потока пятна, является электрический ток (см., напр., [34]). О влиянии токовых слоев, возникающих на границе магнитной силовой трубки, образующей пятно, а также процессов и явлений, с ними связанных, на стабилизацию/дестабилизацию солнечных пятен упоминается в ряде исследований (см., напр., [31,35,36]). Существует много теоретических работ в данном направлении, однако статистических данных, особенно современных, которые позволили бы на достаточно обширном наблюдательном материале оценить роль электрических токов в процессах, способствующих стабилизации или же быстрому распаду солнечных пятен, по сути, нет. Здесь мы пытаемся восполнить этот пробел, и на выборке из 46 активных областей (АО), находящихся на финальных стадиях эволюции, расширяем наши более ранние исследования [37] и ставим перед собой задачу подтвердить, уточнить, или же скорректировать полученные выводы о роли электрических токов в процессах стабилизации/дестабилизации солнечных пятен.

*2. Данные наблюдений.* Основной объем работы выполнен на данных инструмента Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) [38] на борту Solar Dynamic Observatory (SDO) [8], которые доступны на сайте Joint Science Operation Center (JSOC) (<http://jsoc2.stanford.edu/ajax/lookdata.html>). Пространственное разрешение инструмента HMI/SDO составляет 0".5 (порядка 360 км на уровне солнечной фотосферы), временное разрешение в зависимости от типа данных - 45 с или 720 с. Нами использованы магнитографические данные с временным разрешением 720 с.

Данные о максимальном магнитном потоке и скорости затухания магнитного потока пятна получены на основе полнодисковых магнитограмм лучевой компоненты ( $B_{\text{LOS}}$ ) вектора магнитного поля на уровне фотосферы, с выделением нужного для анализа участка и корректировкой данных для минимизации ошибок, возникающих за счет эффекта проекции.

При вычислении параметров электрического тока в исследуемых областях использованы SHARP (Spaceweather HMI Active Region Patch) [39] магнитограммы распределения компонентов вектора магнитного поля в фотосфере (цилиндрические координаты, серия данных `hmi.sharp_cea_720s`).

Были исследованы параметры горизонтальных, вертикальных и крупномасштабных электрических токов для 46 АО 24-го цикла солнечной активности на поздней стадии их эволюции. Отбор областей для исследования осуществлялся согласно следующим критериям:

1. Согласно магнито-морфологической классификации (ММК) АО, разработанной в КрАО [40-42], исследуемые области должны принадлежать к типу U (униполярные области) или являться биполярными на поздней стадии эволюции (тип A - биполярные области, подчиняющиеся основным закономерностям глобального динамо или B - области-нарушители основных законов глобального динамо); в исследуемых областях могут наблюдаться поры (вокруг основного пятна, в хвостовой, а в отдельных случаях - в лидирующей части АО), но обязательным условием при этом является наличие хорошо развитого основного пятна.

2. Область должна быть изолирована от других АО (т.е. в пределах прямоугольной площадки, соответствующей SHARP-магнитограмме, должна находиться только одна область с уникальным NOAA идентификатором).

3. По максимальному магнитному потоку и скорости затухания магнитного потока основного (наиболее развитого) пятна исследуемые АО не ограничиваются.

Соответствие критериям 1 и 2 для всех областей анализируемой выборки было осуществлено с помощью визуального контроля.

Для минимизации ошибок в вычислении параметров электрического тока, обусловленных эффектом проекции и с целью вовлечения в расчет максимально возможного количества пикселей, в которых с высокой степенью достоверности разрешена  $\pi$ -неопределенность определения азимута поперечного поля, время мониторинга каждой области совпадает с временным интервалом нахождения ее в пределах  $\pm 35^\circ$  от центрального меридиана (4-6 суток).

3. *Скорость затухания магнитного потока в пятне и параметры электрического тока: особенности применяемых методов.* Величина скорости затухания магнитного потока в пятне определяется как тангенс угла наклона линии регрессии на фазе распада солнечного пятна (более детально см. [43-45]).

Для вычисления горизонтальных электрических токов необходима информация о векторе магнитного поля по крайней мере на двух уровнях в атмосфере Солнца, чего пока не могут обеспечить современные наземные и космические инструменты для изучения Солнца. Тем не менее, приближенную оценку величины горизонтального тока получить возможно. Методика вычисления описана в работе [46]. Исходной формулой является закон Ампера в дифференциальной форме:

$$\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}, \quad (1)$$

а конечная расчетная формула для оценки квадрата плотности горизонтального тока имеет вид:

$$j_{\perp}^2 \approx \frac{1}{\mu_0^2} \left[ \left( \frac{\partial B_z}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial B_z}{\partial x} \right)^2 \right], \quad (2),$$

где  $\mu_0$  (здесь и далее в тексте) - магнитная постоянная в Международной системе единиц (СИ),  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн м}^{-1}$ .

Вычисление локальных вертикальных электрических токов выполнено на основе интегральной формы закона Ампера:

$$(I_z)_{i,j} = \frac{1}{\mu_0} \oint_L B_l dl, \quad (3)$$

где  $L$  - замкнутый прямоугольный контур вокруг пиксела с координатами  $(i, j)$ ;  $B_l$  - значения компонентов поперечного поля  $B_x$  и  $B_y$  в направлении обхода контура.

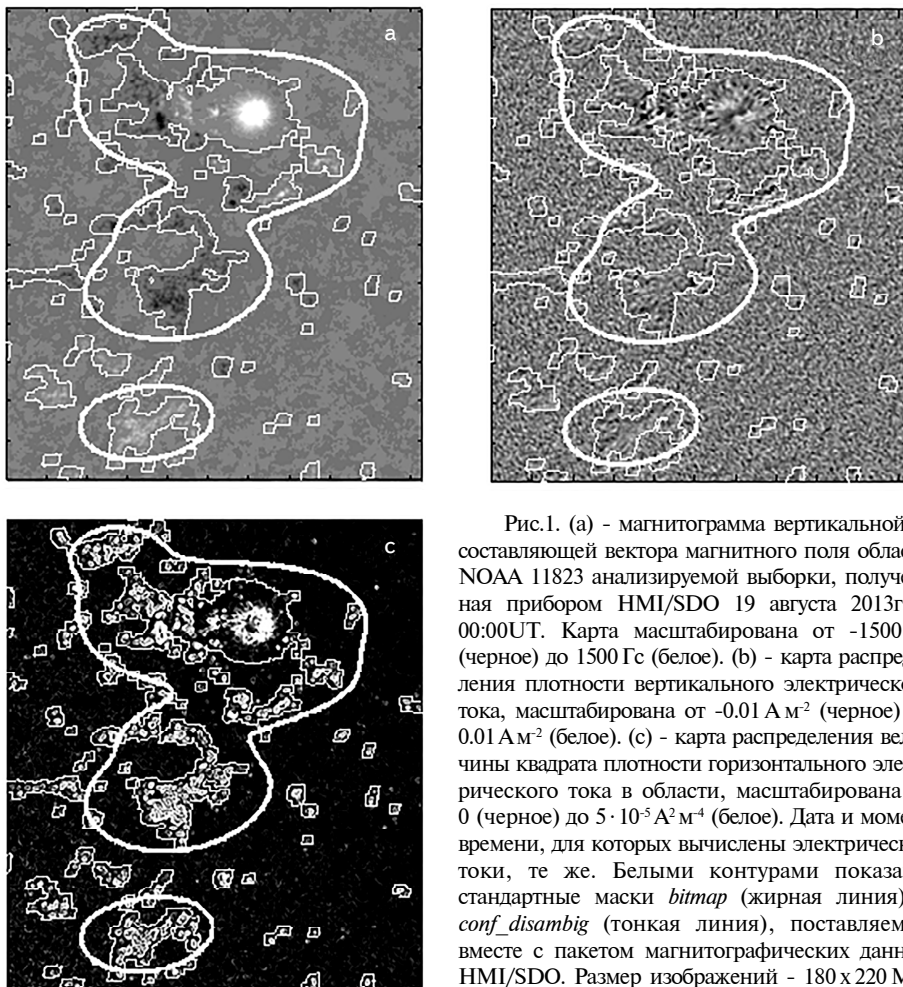


Рис.1. (a) - магнитограмма вертикальной  $B_z$  составляющей вектора магнитного поля области NOAA 11823 анализируемой выборки, полученная прибором HMI/SDO 19 августа 2013г. в 00:00UT. Карта масштабирована от -1500 Гс (черное) до 1500 Гс (белое). (b) - карта распределения плотности вертикального электрического тока, масштабирована от  $-0.01 \text{ А м}^{-2}$  (черное) до  $0.01 \text{ А м}^{-2}$  (белое). (c) - карта распределения величины квадрата плотности горизонтального электрического тока в области, масштабирована от 0 (черное) до  $5 \cdot 10^{-5} \text{ А}^2 \text{ м}^{-4}$  (белое). Дата и момент времени, для которых вычислены электрические токи, те же. Белыми контурами показаны стандартные маски *bimap* (жирная линия) и *conf\_disambig* (тонкая линия), поставляемые вместе с пакетом магнитографических данных HMI/SDO. Размер изображений - 180 x 220 Мм.

Для приближенного вычисления интеграла в правой части выражения (3) используется метод Симпсона. Контур  $L$  имеет размеры  $5 \times 5$  пикселей. Выбор размера контура обусловлен хорошим сглаживанием шумов и отсутствием потерь информации о значимых токовых структурах. Более детально суть метода, вывод расчетной формулы и особенности выбора контура описаны в работе [47].

Пример карт распределения локальных вертикальных и горизонтальных электрических токов для одной из областей анализируемой выборки представлен на рис.1. Контурами на рисунке обозначены стандартные маски, поставляемые с данными HMI/SDO, - *bitmap* (обозначает границы собственно АО на SHARP-магнитограмме, жирная белая кривая) и *conf\_disambig* (тонкая белая кривая, выделяет пиксели на магнитограмме, в которых с высокой степенью достоверности разрешена  $\pi$ -неопределенность в вычислении азимута поперечного магнитного поля).

На основе вычисленных карт распределения величин вертикального и горизонтального электрических токов в фотосфере для каждого 12-минутного временного интервала на протяжении времени мониторинга каждой из исследуемых АО нами были получены необходимые для анализа параметры, а именно:

- Величина средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока

$$\langle |j_z| \rangle = \frac{\sum |j_z|_{i,j}}{N_{pix}}, \quad (4)$$

где  $|j_z|_{i,j}$  - абсолютное значение плотности вертикального электрического тока в пикселе с координатами  $(i, j)$ , лежащего внутри масок *bitmap* и *conf\_disambig*;  $N_{pix}$  - суммарное количество пикселей внутри масок *bitmap* и *conf\_disambig*.

- Величина средней беззнаковой плотности горизонтального электрического тока

$$\langle |j_{\perp}| \rangle = \frac{\sum (\sqrt{j_{\perp}^2})_{i,j}}{N_{pix}}, \quad (5)$$

где  $(\sqrt{j_{\perp}^2})_{i,j}$  - абсолютное значение плотности горизонтального электрического тока в пикселе с координатами  $(i, j)$ , лежащего внутри масок *bitmap* и *conf\_disambig*;  $N_{pix}$  - суммарное количество пикселей внутри масок *bitmap* и *conf\_disambig*.

$$- \quad \left\langle j_{\perp}^2 \right\rangle_{circle} = \frac{\sum (j_{\perp}^2)_{i',j'}}{N_{circle}}, \quad (6)$$

где  $(j_{\perp}^2)_{i',j'}$  - абсолютное значение квадрата плотности горизонтального электрического тока в пикселе с координатами  $(i', j')$ , лежащего внутри кольцевой структуры вокруг развитого пятна с нижним пороговым значением квадрата плотности горизонтального тока в  $0.001 \text{ A}^2 \text{ м}^{-4}$ ;  $N_{circle}$  - соответственно количество пикселей в кольцевой структуре вокруг пятна, ограниченной пороговым значением величины квадрата плотности горизонтального тока в  $0.001 \text{ A}^2 \text{ м}^{-4}$ .

Величины параметров электрического тока вычислялись только в пикселях, лежащих внутри двух контуров, соответствующих маскам *bitmap* и *conf\_disambig*. Периферийные части SHARP-магнитограмм и соответствующих им карт плотности электрического тока при вычислениях не учитывались с целью минимизации ошибок, обусловленных вкладом пикселей с неправильно разрешенной  $\pi$ -неопределенностью азимута поперечного магнитного поля. Данное обстоятельство, а также то, что мы вычисляем преимущественно интегральные или усредненные параметры электрических токов, позволяет свести к минимуму влияние на конечный результат как слабых электрических токов периферийной части прямоугольной области, соответствующей SHARP-магнитограмме, которые в большинстве случаев не связаны непосредственно с исследуемой АО, так и эффектов, связанных с неправильно разрешенной  $\pi$ -неопределенностью азимута поперечного поля.

Помимо локальных вертикальных и горизонтальных электрических токов для всех 46 АО исследуемой выборки были вычислены крупномасштабные электрические токи. Методика вычисления крупномасштабного тока описана в [48]. Суть метода сводится к разложению вектора поперечного магнитного поля в фотосфере на две составляющие - потенциальную и непотенциальную  $\mathbf{B}_{t\perp}$ . Последняя компонента обусловлена исключительно присутствием электрического тока. Применяя данную методику, нам удастся выявить в окрестности больших пятен АО регулярные вихревые структуры вектора  $\mathbf{B}_{t\perp}$ , которые связаны с крупномасштабным, распределенным по значительной площади, вертикальным электрическим током. Чтобы вычислить величину крупномасштабного тока для заданного момента времени, мы очерчиваем в некоторой окрестности вокруг пятна контур  $C$  овальной формы, применяя два правила, а именно: 1) внутри контура вектор непотенциальной составляющей наблюдаемого поперечного магнитного поля должен иметь одно преобладающее направление закрутки (по часовой стрелке или против часовой стрелки), а вне контура вектор  $\mathbf{B}_{t\perp}$  будет пространственно распределен хаотично; 2) контур очерчивается вблизи пятна, так как вихревое магнитное

поле, обусловленное электрическим током, убывает пропорционально расстоянию.

Контур  $C$  определяется по первой карте распределения величины  $\mathbf{B}_{t\perp}$ , его форма не меняется на протяжении всего времени мониторинга области. Чтобы минимизировать ошибки в вычислении величины крупномасштабного тока, которые могут возникать за счет смещения пятна, осуществляется привязка контура  $C$  к центру тяжести пятна, который вычисляется отдельно для каждого 12-минутного интервала времени на протяжении всего времени мониторинга АО. Смещение центра тяжести пятна даже на один пиксель на магнитограмме приводит к смещению контура  $C$  на то же количество пикселей. Величина крупномасштабного тока  $I_{distr}$  вычисляется по соответствующей карте распределения плотности локального вертикального электрического тока как результирующий ток внутри контура  $C$ :

$$I_{distr} = \sum_C (j_z)_{i'',j''} \times s_{pix}, \quad (6)$$

где  $(j_z)_{i'',j''}$  - значение плотности вертикального электрического тока в пикселе с координатами  $(i'',j'')$ , находящегося внутри контура  $C$ ;  $s_{pix}$  - площадь пиксела на магнитограмме. Пример карты распределения непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля для одной из областей исследуемой выборки представлен на рис.2. Контур  $C$ , ограничивающий площадь, внутри которой вычислялась величина крупномасштабного тока, показан на рис.2 жирной белой кривой.

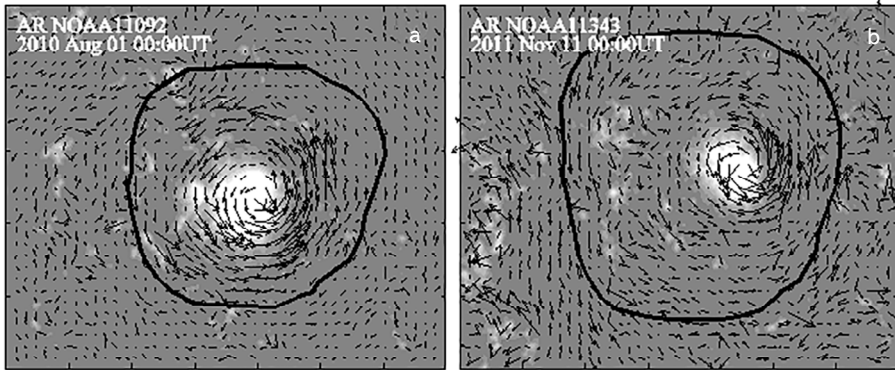


Рис.2. Примеры карт распределения непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля  $\mathbf{B}_{t\perp}$  (черные стрелки) в окрестности развитых пятен областей NOAA 11092 (a) и 11343 (b) исследуемой выборки на момент начала их мониторинга (дата и время указаны на графиках). Контур  $C$ , внутри которых в каждом случае вычислялись величины распределенного тока, показаны жирной черной кривой. Фон - фрагменты карт распределения модуля вертикальной составляющей вектора магнитного поля в фотосфере  $|B_z|$  для начального момента мониторинга областей, масштабированной от -1500 Гс (черное) до 1500 Гс (белое). Размер изображений - 125 x 90 Мм.



Здесь следует сделать два важных замечания. Первое: интегрирование по любому другому контуру, по площади подобной контуру  $C$ , дает нам величину результирующего тока, стремящуюся к нулевым значениям. И второе: необходимо помнить об экранированности полного электрического тока в проводящей среде [49,50]. Это означает, что если контур сделать большим, охватывающим всю АО, и очертить его по тем точкам, где магнитное поле этой области заведомо отсутствует, то циркуляция магнитного поля по контуру обращается в нуль и полный электрический ток внутри него равен нулю [51-53].

#### 4. Результаты.

4.1. *Общие положения.* Параметры магнитного поля и электрических токов для всех 46 исследуемых АО приведены в табл.1. Второй столбец таблицы отображает номер активной области (по данным NOAA), третий - время нашего мониторинга АО, четвертый - тип области согласно ММК АО. Согласно данной классификации выделяют подклассы активных областей:

Таблица 1

#### ПАРАМЕТРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ В ИССЛЕДУЕМЫХ АО

№ п/п	Номер области (NOAA)	Время мониторинга	Тип по ММК АО	Скорость затухания магнитного потока $10^{-19}$ Мкс $c^{-1}$	$\Phi_{\max}$ $10^{22}$ Мкс	$\langle j_z \rangle$ $10^{-3}$ А $m^{-2}$	$\langle j_{\perp}^2 \rangle_{circle}$ $10^{-3}$ А <sup>2</sup> $m^{-2}$	$\overline{I_{distr}}$ $10^{12}$ А
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	11591	16.10.2012 - 20.10.2012	U2	0.35	0.53	2.10	0.001312	4.99±2.59
2	12246	25.12.2014 - 29.12.2014	U1	0.43	0.29	1.98	0.001512	-1.64±1.90
3	12195	26.10.2014 - 30.10.2014	A1	1.07	0.29	2.10	0.001455	-2.17±4.92
4	11340	08.11.2011 - 12.11.2011	U1	1.46	0.35	2.09	0.001365	3.46±2.65
5	11658	17.01.2013 - 20.01.2013	A1	1.55	0.36	2.18	0.001602	2.90±3.17
6	11642	04.01.2013 - 08.01.2013	A1	1.64	0.38	2.09	0.001414	0.08±1.82
7	12061	15.05.2014 - 18.05.2014	A1	1.77	0.36	2.17	0.001407	3.34±1.78
8	12090	15.06.2014 - 18.06.2014	A1	1.85	0.36	2.26	0.001426	-0.85±3.75

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
9	11423	27.02.2012 - 02.03.2012	U1	1.85	0.38	2.43	0.001395	-0.19±1.62
10	11912	06.12.2013 - 09.12.2013	A1	1.89	0.41	2.03	0.001371	2.54±1.64
11	11537	04.08.2012 - 08.08.2012	U1	2.09	0.16	1.92	0.001596	0.63±1.63
12	11332	28.10.2011 - 01.11.2011	U1	2.38	0.20	2.18	0.001885	2.11±1.95
13	11823	19.08.2013 - 22.08.2013	U2	2.52	0.39	2.40	0.001380	-7.56±4.23
14	12194	24.10.2014 - 28.10.2014	A1	2.65	0.34	2.28	0.001544	0.80±3.22
15	11216	20.05.2011 - 23.05.2011	U1	2.87	0.28	2.02	0.001442	1.26±1.24
16	11420	16.02.2012 - 20.02.2012	B1	2.90	0.27	2.25	0.001463	1.71±1.75
17	12236	15.12.2014 - 19.12.2014	U1	3.04	0.53	2.00	0.001439	1.60±2.06
18	11903	21.11.2013 - 25.11.2013	U1	3.15	0.40	2.34	0.001462	5.43±2.68
19	11546	20.08.2012 - 24.08.2012	U1	3.17	0.16	2.25	0.001615	-0.94±2.20
20	11665	01.02.2013 - 05.02.2013	A1	3.41	0.59	2.34	0.001399	-6.50±5.91
21	11857	06.10.2013 - 09.10.2013	U2	3.51	0.43	2.16	0.001414	-0.62±2.49
22	11638	31.12.2012 - 04.01.2013	U2	3.96	0.47	2.26	0.001537	0.71±2.37
23	12075	27.05.2014 - 31.05.2014	U1	4.25	0.24	2.20	0.001599	-1.50±1.75
24	11952	15.01.2014 - 19.01.2014	A1	4.64	0.38	2.11	0.001471	-1.54±1.66
25	11949	12.01.2014 - 16.01.2014	A1	4.72	0.74	2.28	0.001706	11.39±4.18
26	12255	06.01.2015 - 09.01.2015	U2	4.76	0.43	2.22	0.001530	5.02±1.64
27	11566	08.09.2012 - 11.09.2012	U2	4.81	0.25	2.43	0.001479	-1.33±1.51
28	11343	11.11.2011 - 14.11.2011	U2	4.86	0.47	2.18	0.001493	-4.26±1.54
29	11872	19.10.2013 - 22.10.2013	U2	5.02	0.26	2.17	0.001630	-0.33±1.74
30	11092	01.08.2010 - 05.08.2010	B1	5.10	0.65	2.15	0.001368	-0.34±3.00
31	11809	04.08.2013 - 07.08.2013	A1	5.13	0.35	2.15	0.001482	-0.42±1.89

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
32	11232	05.06.2011 - 09.06.2011	U2	5.18	0.25	2.36	0.001695	1.26±2.72
33	11140	04.01.2011 - 08.01.2011	U1	5.24	0.53	2.23	0.001390	0.12±2.60
34	11408	25.01.2012 - 29.01.2012	B1	5.78	0.38	2.43	0.001683	0.17±1.72
35	11836	31.08.2013 - 04.09.2013	U2	5.89	0.42	2.31	0.001522	-4.99±2.17
36	11704	27.03.2013 - 31.03.2013	U2	6.07	0.30	2.40	0.001756	-0.17±2.31
37	12341	11.05.2015 - 15.05.2015	U1	6.26	0.30	2.05	0.001471	1.07±1.70
38	12186	11.10.2014 - 15.10.2014	U1	6.26	0.55	2.17	0.001400	-0.91±2.53
39	11695	15.03.2013 - 18.03.2013	A1	7.06	0.43	2.21	0.001336	-0.03±2.19
40	12348	17.05.2015 - 21.05.2015	U1	7.09	0.32	2.25	0.001612	0.53±2.50
41	11757	29.05.2013 - 01.06.2013	U2	8.19	0.21	2.27	0.001761	-0.10±2.22
42	12121	26.07.2014 - 29.07.2014	B1	9.00	0.72	2.40	0.001719	0.26±2.94
43	11711	04.04.2013 - 07.04.2013	A1	9.52	1.29	2.35	0.001582	1.19±1.56
44	11649	08.01.2013 - 12.01.2013	U2	11.20	0.29	2.59	0.001540	-1.22±2.24
45	11087	13.07.2010 - 17.07.2010	B2	12.30	0.49	2.37	0.001796	-0.34±2.27
46	11621	29.11.2012 - 02.12.2012	A1	12.70	0.41	2.42	0.001570	-1.00±1.61

- для униполярных АО: U1 - одиночные пятна без значимых магнитных образований в окрестности и U2 - пятна с мелкими пятнами/порами разной полярности, сконцентрированными на границах супергрануляционной ячейки или рассеянными вокруг основного пятна.

- для биполярных АО, подчиняющихся основным законам глобального динамо ("регулярные области"): A1 - регулярные биполи без дельта-структур и A2 - регулярные биполи, содержащие малые (по сравнению с лидером) дельта-структуры.

- для областей, нарушающих основные законы глобального динамо ("нерегулярные АО"): B1 - нерегулярные биполи с нарушением хотя бы одной закономерности глобального динамо, B2 - области, состоящие из нескольких сонаправленных биполей, а также области с доминирующей

дельта-структурой и ВЗ - многополярные АО, состоящие из нескольких приблизительно равноценных пятен обеих полярностей, расположенных произвольно.

В анализируемой нами выборке, как это следует из данных таблицы, представлены преимущественно подтипы U1 (14 АО, или 30% от общего числа исследуемых областей), U2 (13 АО, или 28%) и A1 (14 АО, или 30%).

Далее в табл.1 указаны: в пятом столбце - скорость затухания магнитного потока наиболее развитого пятна в АО (в единицах  $10^{19}$  Мкс ч<sup>-1</sup>), в шестом - максимальное значение магнитного потока пятна (в единицах  $10^{22}$  Мкс). Данные пятого и шестого столбца были вычислены ранее и представлены в работах [43-45]. В седьмом столбце таблицы указаны значения средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока (в единицах  $10^{-3}$  А м<sup>-2</sup>), в восьмом столбце - среднее значение квадрата плотности горизонтального электрического тока в кольцевой структуре вокруг пятна (в единицах  $10^{-3}$  А<sup>2</sup> м<sup>-4</sup>), в девятом - значение величины крупномасштабного электрического тока в АО с указанием ошибок (в единицах  $10^{12}$  А). Ошибки величины крупномасштабного тока были определены методом наименьших квадратов.

Для параметров, представленных в столбцах 7-9, указаны усредненные за время нашего мониторинга АО (4-6 суток) значения (усреднение по времени в табл.1 и далее в тексте обозначено горизонтальной чертой сверху). Столбец 5 отображает данные об усредненной скорости затухания магнитного потока пятна за один из следующих временных интервалов:

- время между максимальным развитием пятна (соответствует максимальному магнитному потоку) и полным его распадом;
- время между максимальным развитием пятна и его исчезновением на западном лимбе;
- время между появлением пятна на восточном лимбе и его полным распадом;
- время между появлением пятна на восточном лимбе и его исчезновением на западном лимбе (данный временной интервал соответствует случаям низкой скорости затухания магнитного потока).

По данным, представленным в табл.1, были построены графики зависимости между параметрами электрического тока и скоростью затухания магнитного потока в пятне. Полученные результаты представлены в последующих пунктах.

*4.2. Зависимость между средней беззнаковой плотностью вертикального электрического тока и скоростью затухания магнитного потока в пятне.* График зависимости между усредненной по времени величиной средней беззнаковой плотности вертикального

электрического тока в АО и скоростью затухания магнитного потока пятна представлен на рис.3.

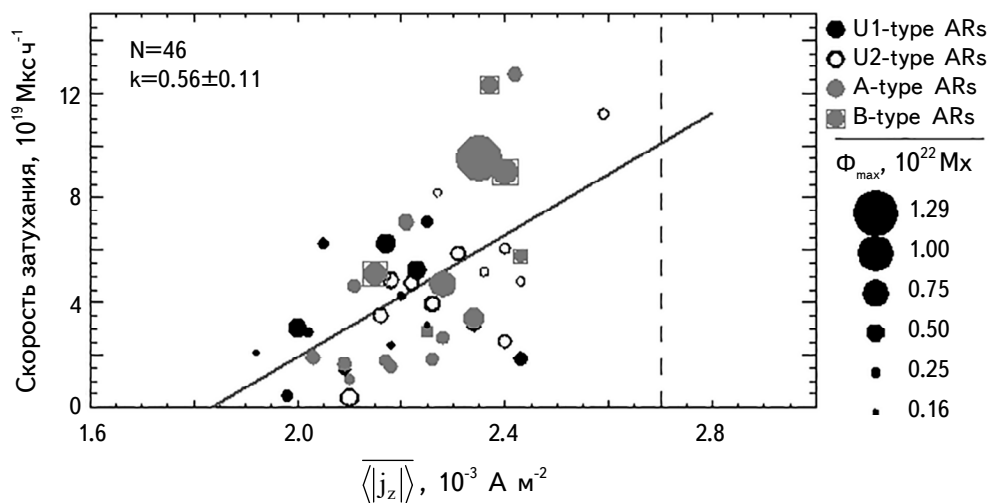


Рис.3. График зависимости между усредненной по времени средней беззнаковой плотностью вертикального электрического тока в АО  $\langle |j_z| \rangle$  и скоростью затухания магнитного потока пятна (decay rate). Легенда справа. Величина кружочков пропорциональна максимальному значению магнитного потока пятна. Вертикальным пунктиром отмечено критическое значение величины  $\langle |j_z| \rangle$ , обнаруженное нами ранее (более детально см. текст).

Как следует из графика, несмотря на большой разброс данных, все же наблюдается следующая тенденция: чем выше скорость затухания магнитного потока пятна, тем выше величина средней беззнаковой плотности вертикального тока. Однако нельзя однозначно говорить о том, что локальные вертикальные электрические токи оказывают дестабилизирующее воздействие на пятно. Вероятно, более высокие значения средней беззнаковой плотности вертикального тока в областях с высокой скоростью затухания магнитного потока обусловлены наличием большого количества движущихся мелкомасштабных магнитных элементов, которые уносят значительную часть магнитного потока пятна, как это следует из работ [28,29].

Следует также отметить, что все точки на графике рис.3 лежат левее вертикального пунктира, обозначающего критическое значение величины средней беззнаковой плотности вертикального тока в  $2.7 \text{ мА м}^{-2}$ , необходимое для мощных вспышек, определенное в работе [54]. Впрочем, данное наблюдение не противоречит полученным ранее результатам: области на финальных стадиях своей эволюции обладают недостаточным запасом свободной магнитной энергии и не способны воспроизвести сколь-либо мощные вспышечные события.

4.3. *Зависимость между величиной крупномасштабного электрического тока и скоростью затухания магнитного потока в пятне.* На рис.4 представлены примеры временных вариаций величины крупномасштабного электрического тока для двух областей анализируемой выборки за время их мониторинга. Как видно из представленных графиков, величина крупномасштабного тока сравнительно небольшая (порядка  $10^{12}$  А) и меняется на протяжении всего времени мониторинга области незначительно, что находится в полном соответствии с ранее полученными нами

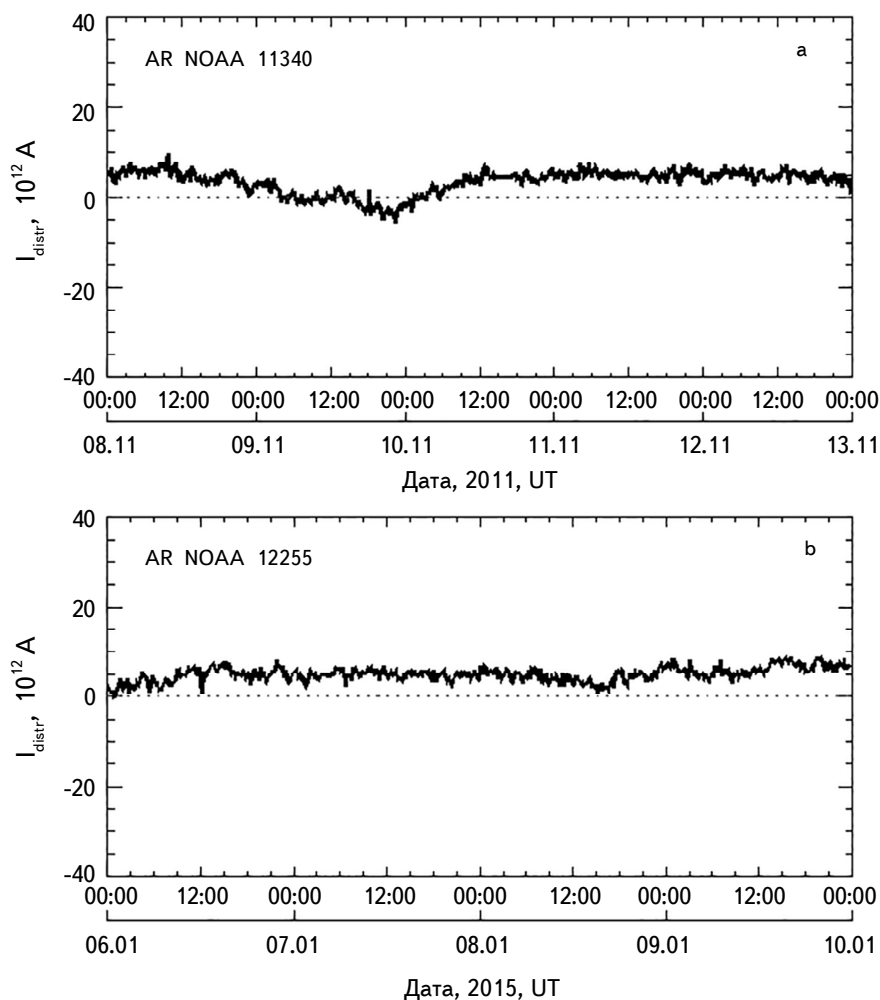


Рис.4. Динамика величины крупномасштабного электрического тока для областей NOAA 11340 (a) и 12255 (b) анализируемой выборки за время их мониторинга. Можно отметить сравнительно низкие значения величины крупномасштабного тока (порядка  $10^{12}$  А) и малую амплитуду изменений данного параметра во времени. Горизонтальным пунктиром отмечен нулевой уровень величины крупномасштабного тока.

результатами [48].

Зависимость между величинами крупномасштабного электрического тока и скоростью затухания магнитного потока представлена на рис.5 и рис.6. Из графика на рис.5 видно, что в подавляющем большинстве случаев значения величины крупномасштабного тока порядка  $10^{12}$  А (исключение составляет только одна область, для которой  $I_{distr} > 10^{13}$  А; также можно отметить две АО, для которых (с учетом ошибок)  $|I_{distr}| \approx 10^{13}$  А). Ошибка определения величины крупномасштабного электрического тока, как уже было отмечено, вычислялась методом наименьших квадратов. Бары ошибок отмечены на рисунках.

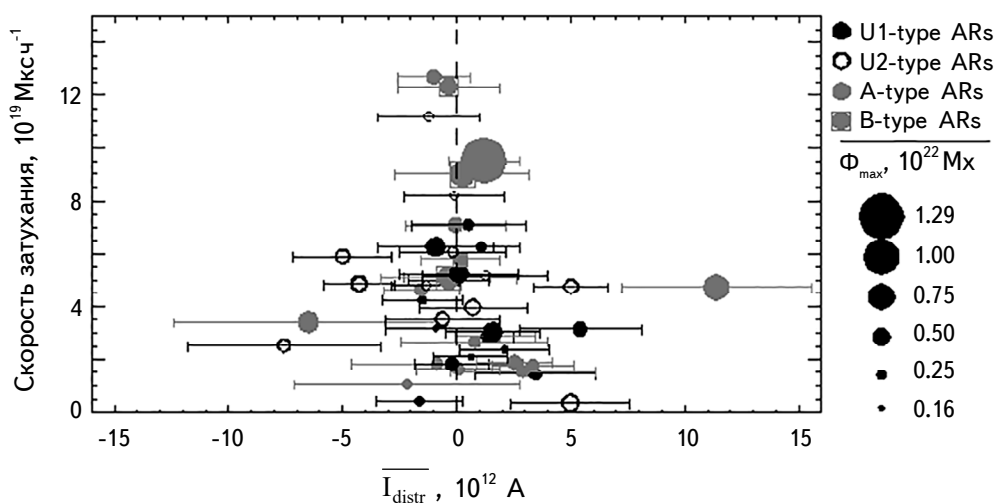


Рис.5. Зависимость между усредненной за время мониторинга области величиной крупномасштабного электрического тока  $I_{distr}$  и скоростью затухания магнитного потока в пятне для АО анализируемой выборки. Обозначения те же, что и на рис.3. Вертикальным пунктиром отмечено нулевое значение величины крупномасштабного тока.

Далее была произведена фильтрация полученных данных. Ненулевым крупномасштабный электрический ток считался в том случае, если бар ошибок не пересекает нулевую линию (отмечена вертикальным пунктиром на рис.5 и 6). Области анализируемой выборки только с ненулевым крупномасштабным электрическим током представлены на рис.6. Здесь хорошо видно, что ненулевой крупномасштабный ток характерен для областей с относительно низкой скоростью затухания магнитного потока пятна (приблизительно до значений  $6 \cdot 10^{19}$  Мкс $^{-1}$ , это значение отмечено горизонтальным пунктиром на рис.6). При этом ни одного случая ненулевого крупномасштабного тока для областей с высокой скоростью затухания магнитного потока отмечено не было. Таким образом, можно сделать вывод о том, что крупномасштабный электрический ток является одним из механизмов стабилизации солнечных пятен, однако

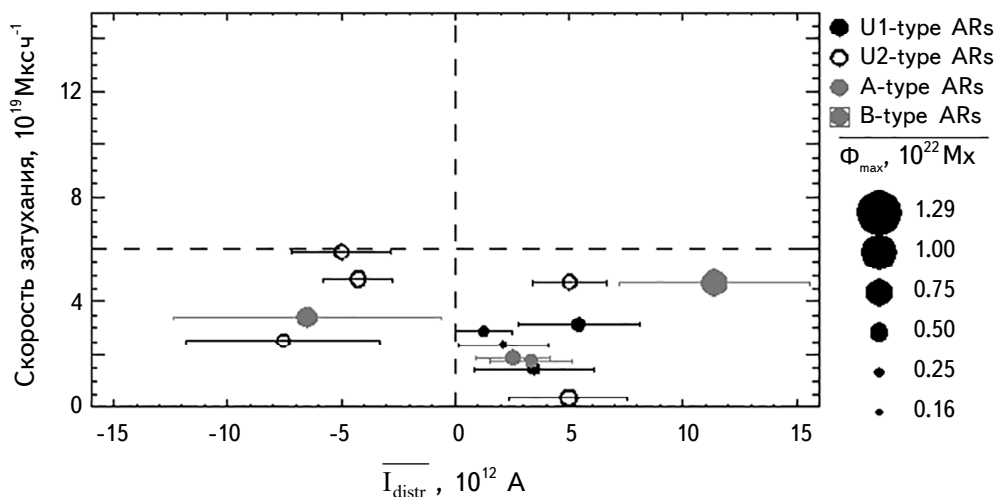


Рис.6. Зависимость между усредненной за время мониторинга области величиной крупномасштабного электрического тока  $I_{distr}$  и скоростью затухания магнитного потока для областей, в которых даже с учетом ошибок вычисления, крупномасштабный ток ненулевой. Обозначения те же, что и на предыдущем рисунке.

не единственным, поскольку величина крупномасштабного тока была ненулевой только в 13 АО из 35 (см. данные табл.1), для которых скорость затухания магнитного потока в пятне не превышает значение в  $6 \cdot 10^{19} \text{ Мкс}^{-1}$ , что составляет 37% случаев.

Следует также обратить внимание на отрицательные значения величины крупномасштабного электрического тока для ряда областей исследуемой выборки (см. рис.6). Действительно, в некоторых случаях определить преобладающее направление закрутки вектора непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля АО оказывается сложно, поскольку в окрестности пятна, с одной стороны, закрутка вектора  $\mathbf{B}_{t\perp}$  может иметь одно преобладающее направление, а с другой стороны - противоположное (рис.7). Так, в окрестности наиболее развитого пятна области NOAA 12195 (рис.7а) в направлении север, северо-запад (вверху и справа) доминирует закрутка вектора  $\mathbf{B}_{t\perp}$  по часовой стрелке, в то время как в южной и восточной части пятна (слева и внизу) вектор  $\mathbf{B}_{t\perp}$  закручен против часовой стрелки. Наиболее развитое пятно в области NOAA 11836 (рис.7а) имеет два ядра одной полярности, но с различной закруткой вектора  $\mathbf{B}_{t\perp}$ . В подобных ситуациях мы рассматриваем развитое пятно, в окрестности которого рассчитывается величина крупномасштабного тока остатком лидирующего пятна классического (регулярного) биполя, подчиняющегося основным законам глобального динамо (т.е. остатком биполярной области типа А по ММК АО). Согласно правилу сегрегации знака токовой спирали [55–57], крупномасштабный электрический ток



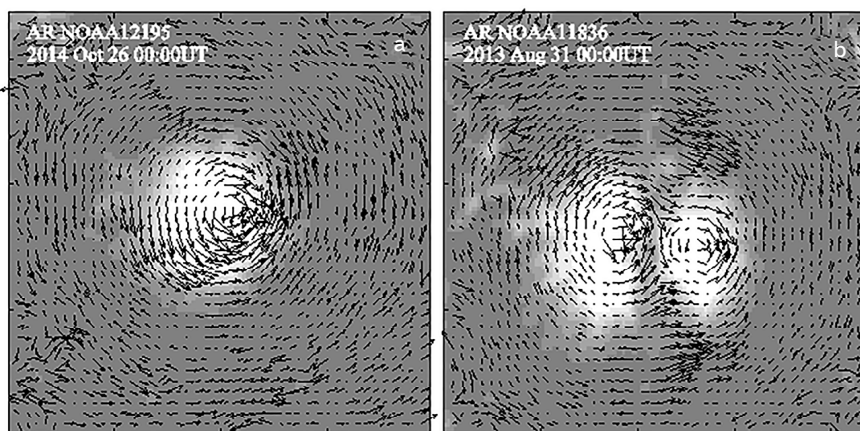


Рис.7. Примеры АО исследуемой выборки, в которых присутствуют крупномасштабные токи разных направлений, обуславливающих противоположную закрутку вектора непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля  $\mathbf{B}_{\perp}$ . Продемонстрирована сложность определения границ контура для вычисления крупномасштабного электрического тока в подобных случаях. Обозначения те же, что и на рис.2.

в лидере АО должен быть направлен вверх (т.е. положительным по знаку) вне зависимости от полушария, в котором находится исследуемая область. Таким образом, области на финальных стадиях эволюции с отрицательным крупномасштабным электрическим током являются, вероятно, остатками областей-нарушителей глобального динамо (области группы В, согласно ММК АО). Данный вопрос, однако, требует дальнейших исследований.

**5. Выводы и обсуждение.** В ходе выполненного исследования на выборке из 46 АО 24-го цикла солнечной активности, находящихся на поздних стадиях эволюции, нами подтверждены и дополнены полученные ранее [37] на значительно меньшем статистическом материале выводы, а именно:

1) Выявлена прямая зависимость между величиной средней беззнаковой плотности локальных вертикальных электрических токов и скоростью затухания магнитного потока в пятне с коэффициентом корреляции  $k = 0.56$ . Более высокие значения средней беззнаковой плотности вертикального тока могут указывать на наличие большого количества движущихся магнитных элементов в окрестности солнечного пятна, уносящих с собой значительную часть его магнитного потока и определяющих более высокие темпы его разрушения.

2) Ненулевой крупномасштабный электрический ток обнаружен только в областях с относительно низкой скоростью затухания магнитного потока в пятне (не превышающих значение  $6 \cdot 10^{19}$  Мкс ч<sup>-1</sup>). Таким образом, крупно-

масштабный электрический ток может оказывать стабилизирующее воздействие на пятно, не являясь, однако, единственным механизмом стабилизации пятен, поскольку только для 37% АО анализируемой выборки, для которых скорость затухания магнитного потока в пятне ниже  $6 \cdot 10^{19} \text{ Мкс}^{-1}$ , его величина, с учетом ошибок вычисления, является отличной от нуля.

Следует также обратить внимание на зависимость между средней величиной квадрата плотности горизонтального электрического тока в кольцевой структуре вокруг пятна (см. рис.1с), рассчитанной согласно формуле (6) и скоростью затухания магнитного потока в пятне (рис.8). Можно увидеть некоторое подобие графиков, представленных на рис.3 и рис.8. Однако процессы и явления, лежащие в основе полученных на этих двух графиках результатов, существенно различаются. В случае, продемонстрированном на рис.3, общая тенденция роста величины средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока по мере нарастания скорости затухания магнитного потока в пятне обусловлена тем, что в областях с высокой скоростью затухания магнитного потока присутствует большое количество движущихся магнитных элементов. Иная ситуация с горизонтальными электрическими токами в кольцевых структурах вокруг пятен. Здесь поперечный ток можно представить как сумму двух слагаемых:  $j_{\perp} = j_{\perp \nabla p} + j_{\perp F}$ . Первый компонент ( $j_{\perp \nabla p}$ ) результирующего кольцевого горизонтального тока обусловлен градиентом давления в окрестности анализируемого пятна [58], который, в свою очередь, зависит как от напряженности магнитного поля в пятне, так

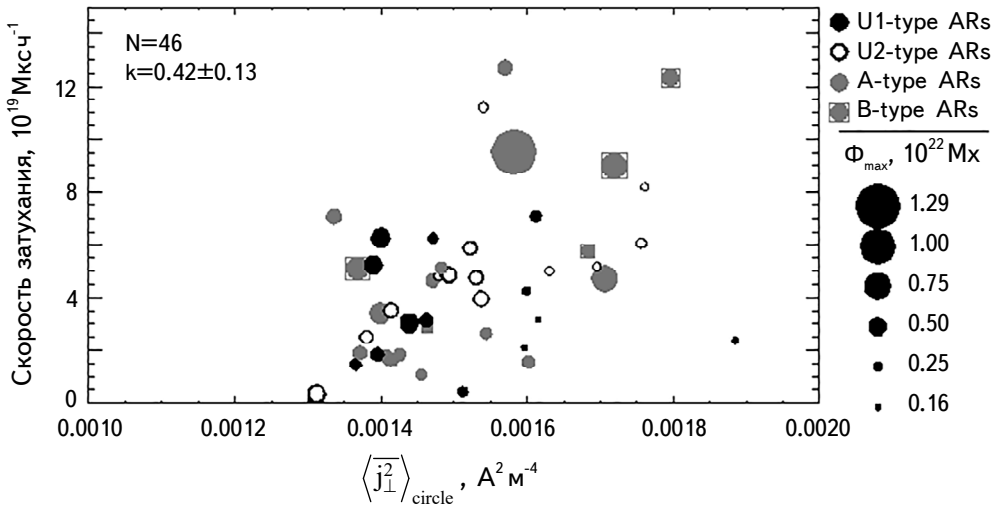


Рис.8. Зависимость между усредненной за время мониторинга области величиной квадрата плотности горизонтального электрического тока в кольцевой структуре вокруг развитого пятна  $\langle j_{\perp}^2 \rangle_{\text{circle}}$  и скоростью затухания магнитного потока в пятне для всей анализируемой выборки. Обозначения те же, что и на рис.3.

и, вероятно, от иных параметров, таких как форма пятна, его физические размеры и т.д. В результате плотность магнитного потока небольших пятен может быть сопоставима, а то и больше соответствующей величины для крупных пятен. Следовательно, величина кольцевого горизонтального тока в мелких пятнах также может быть выше, чем в крупных пятнах. Это можно увидеть, если сравнить результаты, представленные в восьмом столбце табл.1 с результатами, полученными нами в работе [46]: для небольших короткоживущих пятен/пор величина кольцевого тока оказалась почти в два раза выше, чем для крупных пятен анализируемой здесь выборки. Можно предположить, что значительный разброс данных на графике, представленном на рис.8, может быть в некоторой степени связан именно с разной плотностью их магнитного потока. Второе слагаемое ( $j_{\perp F}$ ) - индукционный ток, описываемый законом Фарадея, возникающий в случае изменений в величине магнитного потока пятна и препятствующий этим изменениям. Вторая компонента будет тем больше, чем быстрее нарастает/спадает магнитный поток в пятне, что в нашем случае соответствует областям с высокой скоростью затухания магнитного потока.

Следует заметить, что оба слагаемых результирующего кольцевого горизонтального электрического тока являются функцией от временных изменений магнитного потока пятна, и разделить их вследствие этого крайне сложно. Данный вопрос требует дальнейших, более детальных исследований.

Авторы статьи благодарны сотрудникам КрАО РАН и коллегам по исследовательской группе В.И.Абраменко и А.В.Жуковой за предоставление данных каталога ММК АО и за обсуждение полученных результатов. Также авторы признательны рецензенту за интерес к статье и полезные замечания. Работа выполнена при поддержке грантом РНФ №18-12-00131.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Республика Крым,  
Россия, e-mail: yuriy\_fursyak@mail.ru

## ELECTRIC CURRENT SYSTEMS IN ACTIVE REGIONS AT A LATE STAGE OF EVOLUTION AND THEIR ROLE IN THE PROCESSES OF STABILIZATION/DESTABILIZATION OF SUNSPOTS

Yu.A.FURSYAK, A.A.PLOTNIKOV

We used the data of Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instrument onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO) on the components of the magnetic field vector in the solar photosphere for 46 active regions (AR) of 24th solar activity cycle that are at the final stage of evolution to calculate, the values of horizontal, vertical and large-scale electric currents. In each case, the dynamics of the parameters of the electric current during the time of finding the region within  $\pm 35^\circ$  from the central meridian was studied. The parameters of the electric current were compared with the decay rate of the magnetic flux in the sunspot. We obtained the following results: 1) A direct relationship between the value of the average unsigned density of local vertical electric currents and the decay rate of magnetic flux in the sunspot with a correlation coefficient  $k = 0.56$  has been revealed. 2) A non-zero large-scale electric current is detected only in ARs with a relatively low decay rate of the magnetic flux in the sunspot (not exceeding the value of  $6.0 \cdot 10^{19} \text{ Mx h}^{-1}$ ). Thus, a large-scale electric current can have a stabilizing effect on the sunspot, but it is not, however, the only mechanism for stabilizing sunspots, since only for 37% of the analyzed ARs, for which the decay rate of the magnetic flux in the sunspot is below  $6.0 \cdot 10^{19} \text{ Mx h}^{-1}$ , its value, taking into account calculation errors, differs from zero. 3) Statistical analysis also indicates the stabilization of sunspots by the induction component of the annular horizontal electric current described by Faraday's law and caused by a change in the magnetic flux of the sunspot over time. The correlation coefficient  $k = 0.42$  between the average value of the square of the horizontal electric current density in the annular structure around the sunspot and the decay rate of the magnetic flux was found.

Keywords: *Sun: active regions: magnetic field: electric currents*

## ЛИТЕРАТУРА

1. T.G.Cowling, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **106**, 218, 1946.
2. N.R.Sheeley, A.Bhatnagar, Solar Phys., **19**, 338, 1971.

3. *F.Meyer, H.U.Schmidt, N.O.Weiss et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **169**, 35, 1974.
4. *A.A.Solov'ev*, Byulletin Solnechnye Dannye Akademii Nauk USSR, **7**, 73, 1976.
5. *H.Baltasar, M.Schussler, H.Wohl*, Solar Phys., **76**, 21, 1982.
6. *R.Muller, B.Mena*, Solar Phys., **112**, 295, 1987.
7. *A.Nye, D.Bruning, B.J.Labonte*, Solar Phys., **115**, 251, 1988.
8. *W.D.Pesnell, B.J.Thompson, P.C.Chamberlin*, Solar Phys., **275**, 3, 2012.
9. *T.Kosugi, K.Matsuzaki, T.Sakao et al.*, Solar Phys., **243**, 3, 2007.
10. *P.R.Goode, C.J.Denker, L.I.Didkovsky et al.*, Journal of The Korean Astronomical Society, **36**, 125, 2003.
11. *M.P.Rast, N.Bello González, L.Bellot Rubio et al.*, eprint arXiv:2008.08203, 2020.
12. *A.A.Solov'ev*, Soviet Astron., **35**, 83, 1991.
13. *L.M.Zeleniy, A.V.Milovanov*, Soviet Astron. Lett., **18**, 249, 1993.
14. *Yu.E.Litvinenko, M.S.Wheatland*, Astrophys. J., **800**, 130, 2015.
15. *V.Bumba*, Bull. Astr. Inst. Czechosl., **14**, 91, 1963.
16. *V.Martínez Pillet, F.Moreno-Insertis, M.Vázquez*, Astron. Astrophys., **274**, 521, 1993.
17. *K.Petrovay, L. van Driel-Gesztelyi*, Sol. Phys., **176**, 249, 1997.
18. *F.Meyer, H.U.Schmidt, N.O.Weiss et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **169**, 35, 1974.
19. *S.D.Ivanov, V.P.Maksimov*, Soviet Astron. Lett., **4**, 127, 1978.
20. *V.N.Krivodubskii*, Byulletin Solnechnye Dannye Akademii Nauk USSR, **11**, 51, 1983.
21. *R.Muller, B.Mena*, Solar Phys., **112**, 295, 1987.
22. *S.K.Solanki*, Astron. Astrophys. Review, **11**, 153, 2003.
23. *M.Kubo, B.W.Lites, T.Shimizu et al.*, Astrophys. J., **686**, 1447, 2008.
24. *G.W.Simon, R.B.Leighton*, Astrophys. J., **140**, 1120, 1964.
25. *K.Petrovay, F.Moreno-Insertis*, Astrophys. J., **485**, 398, 1997.
26. *N.R.Sheeley*, Solar Phys., **9**, 347, 1969.
27. *R.Harvey, J.Harvey*, Solar Phys., **28**, 61, 1973.
28. *V.Martínez Pillet*, Astron. Nachr., **323**, No. 3/4, **342**, 2002.
29. *M.Kubo, T.Shimizu, S.Tsuneta*, Astrophys. J., **671**, 990, 2007.
30. *A.A.Solov'ev*, Byulletin Solnechnye Dannye Akademii Nauk USSR, **1**, 73, 1984.
31. *A.A.Solov'ev, E.Kirichek*, Astrophys. Space Sci., **352**, 23, 2014.
32. *G.Lustig, H.Wöhl*, Astron. Astrophys., **278**, 637, 1993.
33. *H.Strecker, W.Schmidt, R.Schlichenmaier et al.*, Astron. Astrophys., **649**, id. A123, 2021.
34. *A.A.Solov'ev*, Soviet Astronomy, **20**, 75, 1976.
35. *H.C.Spruit*, In: NASA. Goddard Space Flight Center. The Sun as a Star, 385, 1981.
36. *V.P.Maytilis, H.R.Strauss*, Solar Phys., **145**, 111, 1993.
37. *Ю.А.Фурсяк, А.А.Плотников, В.И.Абраменко*, Изв. Крымск. Астрофиз. общ., **117**, 29, 2021.

38. *P.H.Scherrer, J.Schou, R.I.Bush et al.*, Solar Phys., **275**, 207, 2012.
39. *M.G.Bobra, X.Sun, J.T.Hoeksema et al.*, Solar Phys., **289**, 3549, 2014.
40. *А.В.Жукова*, Изв. Крымск. Астрофиз. общ., **114**, 74, 2018.
41. *V.I.Abramenko, A.V.Zhukova, A.S.Kutsenko*, Geomagnetism and Aeronomy, **58**, 1159, 2018.
42. *V.I.Abramenko*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **507**, 3698, 2021.
43. *А.А.Плотников, А.С.Куценко*, XXIV ежегодная всероссийская конференция "Солнечная и солнечно-земная физика-2020", ГАО РАН, Санкт-Петербург. Сборник тезисов, 259, 2020.
44. *А.А.Плотников, А.С.Куценко*, 16-я ежегодная конференция "Физика плазмы в солнечной системе", М., ИКИ РАН, Сборник тезисов, 25, 2021.
45. *A.A.Plotnikov, V.I.Abramenko, A.S.Kutsenko*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 2022 (in print).
46. *Yu.A.Fursyak, V.I.Abramenko*, Astrophysics, **60**, 544, 2017.
47. *Yu.A.Fursyak*, Geomagnetism and Aeronomy, **58**, 1129, 2018.
48. *Yu.A.Fursyak, A.S.Kutsenko, V.I.Abramenko*, Solar Phys., **295**, id. 19, 2020.
49. *E.N.Parker*, Cosmical Magnetic Fields. Part 1, Oxford: Clarendon Press, 1979.
50. *E.N.Parker*, Conversations on electric and magnetic field in the Cosmos, Princeton: Princeton Univ. Press, 2007.
51. *A.A.Solov'ev, E.A.Kirichek*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **505**, 4406, 2021.
52. *А.А.Соловьев*, Астрон. ж., **88**, 1111, 2011.
53. *X.Sun, J.T.Hoeksema, Y.Liu et al.*, Astrophys. J., 748, id. 77, 2012.
54. *Yu.A.Fursyak, V.I.Abramenko, A.S.Kutsenko*, Astrophysics, **63**, 260, 2020.
55. *N.Seehafer*, Solar Phys., **125**, 219, 1990.
56. *A.A.Pevtsov, R.C.Canfield, T.R.Metcalf*, Astrophys. J., **425**, L117, 1994.
57. *V.I.Abramenko, T.Wang, V.B.Yurchishin*, Solar Phys., **168**, 75, 1996.
58. *С.Б.Пикельнер*, Основы космической электродинамики, М., Наука, 1966.