

УДК 523.9

Электрические токи в униполярных областях с разной скоростью затухания магнитного потока в пятне

Ю.А. Фурсяк, А.А. Плотников, В.И. Абраменко

ФГБУН “Крымская астрофизическая обсерватория РАН”, Научный, 298409, Крым
yuriy_fursyak@mail.ru

Поступила в редакцию 14 октября 2021 г.

Аннотация. Используя магнитографические данные прибора Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) на борту космического аппарата Solar Dynamics Observatory (SDO), мы вычислили параметры магнитного поля и электрических токов для униполярных активных областей (АО) с низкой ($\leq 2.1 \times 10^{19}$ Мкс ч⁻¹, всего исследовано 11 АО) и высокой ($\geq 7.0 \times 10^{19}$ Мкс ч⁻¹, проанализировано 5 АО) скоростью затухания магнитного потока в пятне. Получены следующие результаты: 1) чем сильнее локальные (мелкомасштабные) электрические токи в окрестности униполярного пятна, тем быстрее оно затухает; 2) распределенный (глобальный, крупномасштабный) электрический ток вокруг быстро затухающих пятен практически нулевой, и от него не приходится ожидать стабилизирующего воздействия на процесс распада пятна; 3) для четырех случаев медленно затухающих пятен выявлен ненулевой распределенный электрический ток величиной до 5.0×10^{12} А. Такой ток может оказывать стабилизирующее действие на распад пятна.

Таким образом, полученные нами результаты указывают на то, что электрические токи малых масштабов оказывают скорее деструктивное воздействие на пятно, а присутствие крупномасштабных токов может стабилизировать пятно. Однако данный механизм, по-видимому, не является единственным и доминирующим в процессах стабилизации пятен.

Ключевые слова: Солнце, униполярные активные области, магнитные поля, электрические токи, скорость затухания магнитного потока

1 Введение

При изучении явлений на Солнце важными являются вопросы эволюции (всплытия, развития и диссипации) солнечных пятен, как наиболее явные проявления динамики магнитных полей в конвективной зоне и солнечной атмосфере. Впервые проблема диссипации солнечных пятен была сформулирована в работе Cowling (1946), а активное изучение данного вопроса начато с 70–80-х годов 20-го века (см., например, Sheeley, Bhatnagar, 1971; Meyer et al., 1974; Solov'ev, 1976a; Krivodubskii, 1983; Muller, Mena, 1987; Nye et al., 1988 и многие др.). В последние десятилетия в связи с появлением новых мощных инструментов, таких как SDO (Pesnell et al., 2012), Hinode (Kosugi et al., 2007), NST(GST)/BBSO (Goode et al., 2003) и др., позволяющих осуществлять мониторинг Солнца с хорошим пространственным (0.5'' и менее) и временным (не более нескольких десятков минут, а часто значительно меньше) разрешением, интерес к изучению особенностей всплытия и затухания магнитного потока в пятнах проявляется с новой силой, о чем свидетельствует целый ряд докладов, посвященных данной тематике, представленных на конференциях по физике Солнца. Способствует этому интересу и развитие компьютерной техники, что делает возможным создание достаточно сложных теоретических моделей, описывающих процессы стабилизации/дестабилизации солнечных пятен (напр., Solov'ev, 1991; Zeleniy, Milovanov, 1993; Litvinenko, Wheatland, 2015 и др.).

В недавнем статистическом исследовании по изучению скорости затухания (decay rate) магнитного потока в солнечных пятнах АО (Плотников, Куценко, 2021) было обнаружено наличие двух последовательностей групп пятен (рис. 1), одна из которых образует “хвост” в пределах значений

магнитного потока $(2.0 - 9.0) \times 10^{21}$ Мкс с низкими (менее 2.1×10^{19} Мкс ч⁻¹) величинами скорости затухания. Было установлено, что большая часть этих АО относится к униполярным. Причину такого поведения части униполярных АО следует установить.

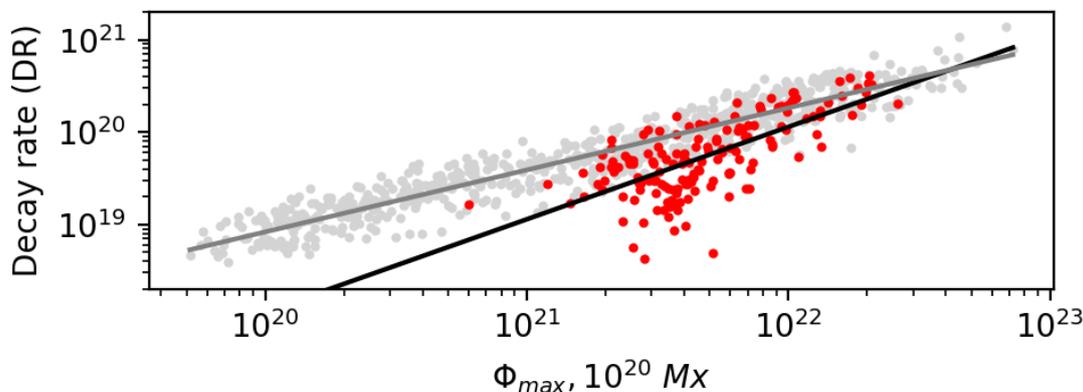


Рис. 1. Зависимость скорости затухания (decay rate) магнитного потока в пятнах от максимального за время нахождения АО на видимом солнечном диске магнитного потока (Φ_{\max}) для биполярных (серые точки) и униполярных (красные точки) групп пятен, полученная в исследовании (Плотников, Куценко, 2021)

Исследователи рассматривают несколько различных механизмов затухания магнитного потока в пятнах. Большинство связывает разрушение пятна с турбулентными движениями плазмы в его окрестности (Meyer et al., 1974; Solov'ev, 1976a; Ivanov, Maksimov, 1978; Krivodubskii, 1983; Muller, Mena, 1987; Kubo et al., 2008; Litvinenko, Wheatland, 2015). Отдельно можно выделить подход, в рамках которого предполагается, что диссипация магнитного поля пятна происходит из-за наличия движущихся магнитных элементов (moving magnetic features, MMF), о которых впервые было сказано в работе (Harvey, Harvey, 1973). Наблюдательные данные (Martinez Pillet, 2002; Kubo, Shimizu, 2007) показывают, что MMF уносят с собой больше магнитного потока, чем собственное уменьшение потока в пятне.

Существуют и иные механизмы стабилизации/дестабилизации солнечных пятен, например, собственные колебания пятен (Solov'ev, 1984; Solov'ev, Kirichek, 2014). Среди вероятных причин, которые могут приводить к разной скорости затухания магнитного потока, ряд исследователей выделяет также различную глубину залегания оснований пятна в конвективной зоне (Strecker et al., 2021).

Однако, несмотря на значительный интерес к проблеме затухания солнечных пятен, встречается крайне мало работ, в которых как фактор стабилизации/дестабилизации пятна рассматриваются электрические токи (см., например, Solov'ev, 1976b). Следовательно, перед нами стоит задача исследовать выборку униполярных областей, выделенную в работе (Плотников, Куценко, 2021), и установить, как электрические токи влияют на скорость затухания магнитного потока в пятне.

2 Данные наблюдений

Основными данными для анализа являются магнитограммы компонент вектора магнитного поля на уровне фотосферы, получаемые прибором HMI/SDO (Scherrer et al., 2012) с пространственным разрешением $0.5''$ (≈ 363 км на поверхности Солнца) и временным разрешением 12 минут.

Отбор областей для исследования осуществлялся согласно следующим условиям:

1. Области должны принадлежать к типу U или A1 на поздней стадии эволюции согласно магнитоморфологической классификации (ММК) АО, разработанной в КрАО (Жукова, 2018; Abramenko et al., 2018); в хвостовой части АО могут наблюдаться поры, но при этом основное пятно должно быть хорошо развитым.
2. Область должна быть изолирована от других АО (т.е. в пределах одного HARP (HMI/SDO Active Region Patch (Hoeksema et al., 2014)) должна находиться только одна АО).

3. Максимальный магнитный поток АО в пределах $(1.0 - 5.5) \times 10^{21}$ Мкс (см. рис. 2).
4. Скорость затухания магнитного потока в пятне не более 2.1×10^{19} Мкс ч⁻¹ или не менее 7.0×10^{19} Мкс ч⁻¹ (см. рис. 2). Заведомо крайние случаи были выбраны нами, чтобы посмотреть, будет ли наблюдаться ожидаемый эффект.

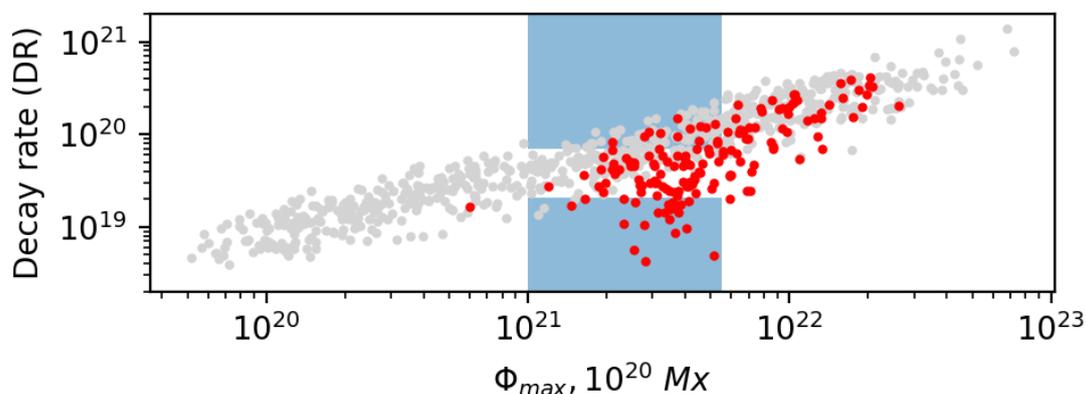


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но с указанием диапазонов (закрашенные синим области) по магнитному потоку и скорости затухания магнитного потока, в которых осуществлялась выборка униполярных АО для исследования

В соответствии с указанными критериями для анализа были отобраны 11 униполярных АО с низкой ($\leq 2.1 \times 10^{19}$ Мкс ч⁻¹) и 5 униполярных АО с высокой ($\geq 7.0 \times 10^{19}$ Мкс ч⁻¹) скоростью затухания магнитного потока в пятне. Основные параметры исследуемых АО представлены в таблице 1. В первом столбце таблицы указан номер области (NOAA), во втором – время нашего мониторинга

Таблица 1. Параметры магнитного поля и электрических токов областей исследуемой выборки

Номер области (NOAA)	Время мониторинга АО	Полярность пятна	DR, 10^{19} Мкс ч ⁻¹	$\bar{\Phi}$, 10^{22} Мкс	$\langle \bar{j}_z \rangle$, 10^{-3} А м ⁻²	\bar{I}_{distr} , 10^{12} А	ρ_{B_z} , %
1	2	3	4	5	6	7	8
11591	16.10–20.10.2012	S	0.35	0.55	2.10	4.99 ± 2.59	-91.64
12246	25.12–29.12.2014	S	0.43	0.26	1.98	-1.64 ± 1.90	-97.21
12195	26.10–30.10.2014	S	1.07	0.35	2.10	-2.17 ± 4.92	-43.62
11340	08.11–12.11.2011	N	1.46	0.25	2.09	3.46 ± 2.65	87.47
11658	17.01–20.01.2013	N	1.55	0.27	2.18	2.90 ± 3.17	72.86
11642	04.01–08.01.2013	N	1.64	0.39	2.09	0.08 ± 1.82	52.36
12061	15.05–18.05.2014	N	1.77	0.37	2.17	3.34 ± 1.78	46.47
12090	15.06–18.06.2014	S	1.85	0.38	2.26	-0.85 ± 3.75	-65.46
11423	27.02–02.03.2012	S	1.85	0.34	2.43	-0.19 ± 1.62	-64.61
11912	06.12–09.12.2013	N	1.89	0.52	2.03	2.54 ± 1.64	39.82
11537	04.08–08.08.2012	S	2.09	0.12	1.92	0.63 ± 1.63	-99.95
11695	15.03–18.03.2013	S	7.06	0.55	2.21	-0.03 ± 2.19	-63.26
12348	17.05–21.05.2015	N	7.09	0.24	2.25	0.53 ± 2.50	95.49
11757	29.05–01.06.2013	N	8.19	0.14	2.27	-0.10 ± 2.22	76.37
11649	08.01–12.01.2013	N	11.20	0.25	2.59	-1.22 ± 2.24	67.80
11621	29.11–02.12.2012	S	12.70	0.32	2.42	-1.00 ± 1.61	-78.37

соответствующей области, в третьем – полярность пятна АО. Четвертый столбец таблицы отображает скорость затухания магнитного потока в пятне (Decay rate, DR, более детально см. п. 3) в единицах 10^{19} Мкс ч⁻¹. В пятом столбце указана средняя за время нашего мониторинга области величина беззнакового магнитного потока (в единицах 10^{22} Мкс). Параметры электрического тока (см. п. 3 и 4) – величины средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока, усредненной за время мониторинга АО (в единицах 10^{-3} А м⁻²) и крупномасштабного (распределенного)

электрического тока (с указанием величины ошибок в единицах 10^{12} А) – представлены соответственно в шестом и седьмом столбцах. Ошибки определения величины распределенного тока были вычислены методом наименьших квадратов. Последний столбец таблицы отображает среднюю за время наблюдения величину разбаланса магнитного потока АО.

Для минимизации ошибок в вычислениях, обусловленных эффектом проекции, мониторинг каждой из исследуемых областей осуществлялся в интервал времени, на протяжении которого область находилась в пределах $\pm 35^\circ$ относительно центрального солнечного меридиана (4–6 суток).

3 Особенности применяемых методик

Величина скорости затухания магнитного потока в пятне вычисляется как тангенс угла наклона линии регрессии на фазе распада солнечного пятна (рис. 3).

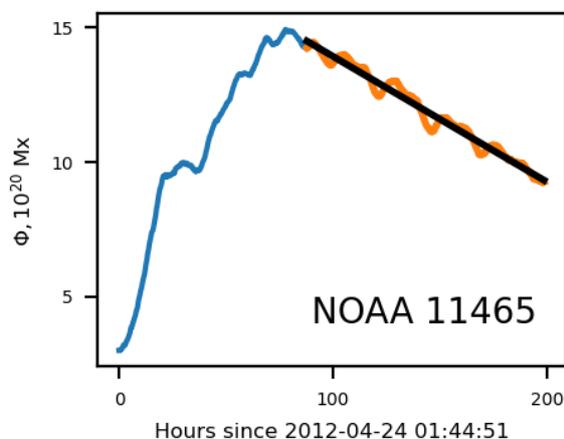


Рис. 3. К объяснению вычисления величины скорости затухания магнитного потока в пятне. Показана восходящая (синяя кривая) и нисходящая (оранжевая кривая) ветви эволюции пятна. Черная прямая – линейная регрессия на фазе распада солнечного пятна. Тангенс угла наклона этой прямой и принят нами как величина скорости затухания магнитного потока

высокой степенью достоверности разрешена 180-градусная неопределенность в вычислении азимута поперечного магнитного поля). Величины параметров электрического тока вычислялись только в пикселях, лежащих внутри этих двух контуров. Периферийные части SHARP-магнитограмм и соответствующих им карт плотности электрического тока при вычислениях не учитывались, что должно существенно снизить ошибки в вычислениях.

Вычисление крупномасштабных (распределенных) электрических токов осуществляется согласно методике, описанной в работе [Fursyak et al. \(2020b\)](#). Суть метода сводится к выявлению в окрестности больших пятен в АО регулярных вихревых структур вектора непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля (\mathbf{B}_{\perp}), которые обусловлены наличием распределенного по значительной площади вертикального тока. Чтобы вычислить величину распределенного тока, мы очерчиваем в некоторой окрестности вокруг пятна контур S овальной формы, применяя два правила, а именно: 1) внутри контура вектор непотенциальной составляющей поперечного поля должен иметь одно преобладающее направление закрутки (по часовой стрелке или против часовой стрелки), а вне контура вектор \mathbf{B}_{\perp} будет пространственно распределен хаотично; 2) контур очерчивается вблизи пятна, так как вихревое магнитное поле, обусловленное током, убывает обратно пропорционально расстоянию. Контур S определяется по первой карте распределения величины \mathbf{B}_{\perp} , его форма не меняется на протяжении всего времени мониторинга области. Чтобы минимизировать ошибки в вычислении величины распределенного тока, которые могут возникать за счет смещения пятна, осуществляется

Вертикальные электрические токи в исследуемых областях рассчитывались с применением интегральной формы закона Ампера:

$$I_z = \frac{1}{\mu_0} \oint_L \mathbf{B}_{\perp} dl,$$

где μ_0 – магнитная постоянная, $\mathbf{B}_{\perp} \equiv (B_x, B_y)$ – вектор поперечного магнитного поля в фотосфере, L – замкнутый прямоугольный контур, в центральном пикселе которого вычисляется величина вертикального электрического тока I_z . Здесь, как и в других исследованиях, нами использован контур L размером 5×5 пикселей. Пример карты распределения величины вертикального электрического тока для двух АО анализируемой выборки представлен на рис. 4. Особенности интегрального метода вычисления вертикального тока, а также причины выбора контура именно данной конфигурации детально описаны в работе ([Fursyak, 2018](#)). Контурами на рисунке обозначены маски bitmap (обозначает границы собственно АО на SHARP-магнитограмме, красная кривая) и conf_disambig (синяя кривая на рис. 4, выделяет пиксели на магнитограмме, в которых с

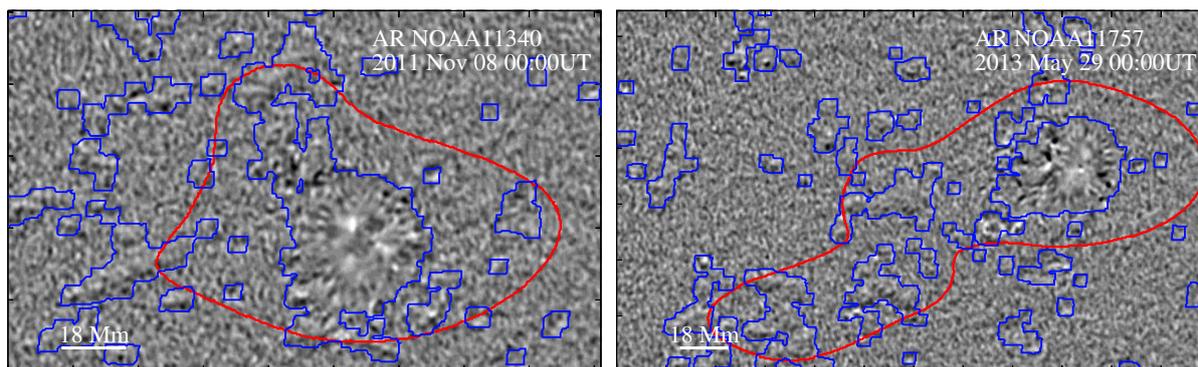


Рис. 4. Карты распределения величины плотности вертикального электрического тока в областях NOAA 11340 (слева) и 11757 (справа) на начальный момент их мониторинга (см. таблицу 1). Карты масштабированы от -0.01 A m^{-2} (черный цвет) до 0.01 A m^{-2} (белый цвет). Красным контуром отмечены границы маски bitmap, синим контуром – границы маски conf_disambig (более детально см. текст)

привязка контура к центру тяжести пятна, который вычисляется для каждого момента времени на протяжении всего интервала мониторинга АО. Смещение центра тяжести пятна даже на 1 пиксель на магнитограмме приводит к смещению контура на то же количество пикселей. Величина распределенного тока вычисляется по соответствующей карте распределения вертикального электрического тока как результирующий ток внутри контура S . Интегрирование же по другим контурам дает нам величину результирующего тока, стремящуюся к нулю. Примеры карт распределения непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля на примере двух исследуемых областей представлены на рис. 5. Контур S , внутри которого вычислялась величина распределенного тока, показан на рис. 5 красной кривой.

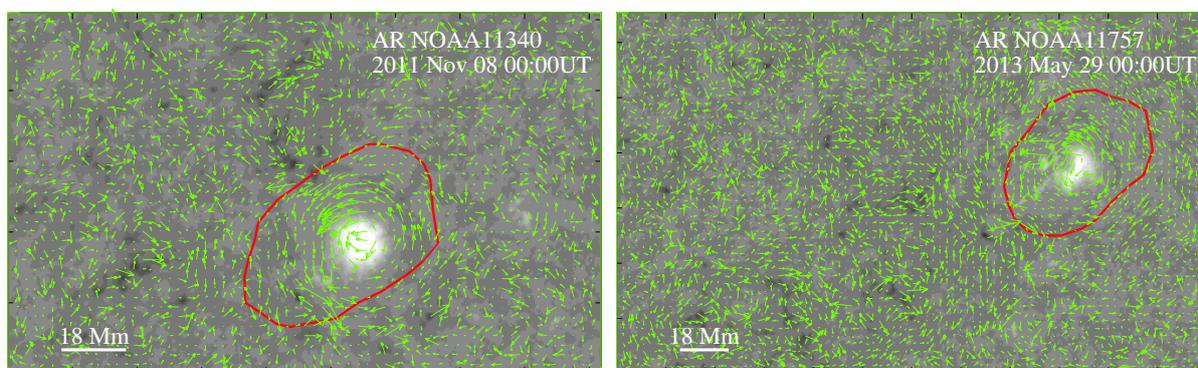


Рис. 5. Карты B_z -компоненты магнитного поля (фон) для областей NOAA 11340 (слева) и 11757 (справа) на момент начала их мониторинга с нанесенными азимутами вектора непотенциальной составляющей наблюдаемого поперечного поля АО $B_{t\perp}$ (зеленые стрелки). Красной кривой отмечены контуры, внутри которых по соответствующей карте распределения величины плотности вертикального тока были рассчитаны величины распределенного тока I_{distr}

4 Результаты

При сопоставлении скорости затухания магнитного потока в пятне с параметрами электрического тока в униполярных АО были получены следующие результаты.

1. Обнаружена статистическая связь между скоростью затухания магнитного потока в пятне и величиной средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока (рис. 6):

$$\langle |j_z| \rangle = \frac{\sum |j_z|_{i,j}}{N},$$

где j_z – значение плотности вертикального тока в пикселе с координатами i и j , N – количество пикселей внутри масок `bitmap` и `conf_disambig`. Коэффициент корреляции Пирсона для пары $DR - \langle |j_z| \rangle$ составляет 0.72.

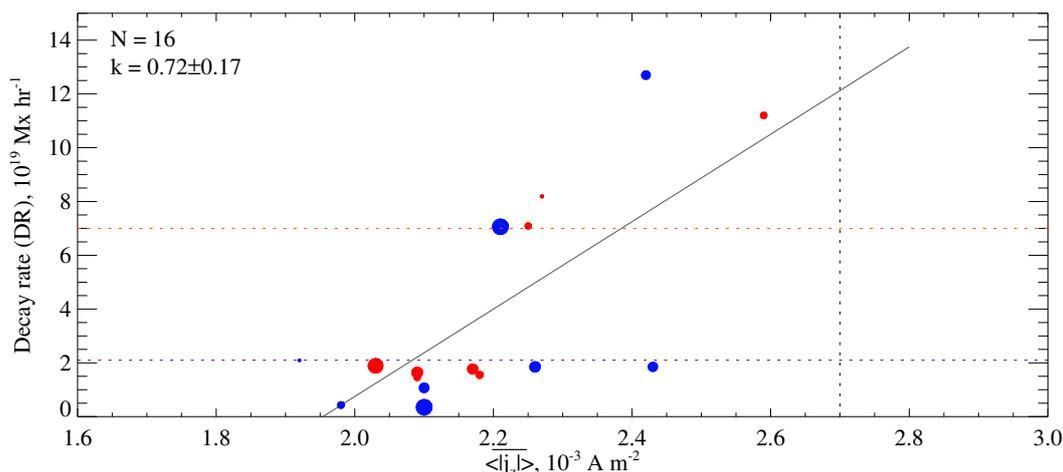


Рис. 6. Зависимость скорости затухания магнитного потока (DR) в пятне от величины средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока $\langle |j_z| \rangle$ для исследуемой выборки областей. Фиолетовым и оранжевым горизонтальными пунктирами соответственно отмечены границы скорости затухания для медленно ($DR \leq 2.1 \times 10^{19}$ Мкс ч⁻¹) и быстро ($DR \geq 7.0 \times 10^{19}$ Мкс ч⁻¹) диссипирующих АО. Вертикальный пунктир – граница $\langle |j_z| \rangle = 2.7 \times 10^{-3}$ А м⁻². Красным отмечены пятна положительной (N), синим – отрицательной (S) полярности

Подобная зависимость говорит о непосредственном участии локальных (мелкомасштабных) токовых структур в процессах разрушения пятна. Иными словами, омическая диссипация мелкомасштабных электрических токов является одним из факторов, приводящих к дестабилизации солнечных пятен.

Также следует заметить, что более высокие значения локальных вертикальных электрических токов в АО с высокой скоростью затухания магнитного потока в пятне могут свидетельствовать о достаточно интенсивных движениях в окрестности рассматриваемого пятна, то есть, к примеру, о присутствии большого количества движущихся магнитных элементов.

Несмотря на то, что в отдельных униполярных АО с высокими значениями скорости затухания магнитного потока в пятне величины средней беззнаковой плотности вертикального тока имеют значения, близкие к 2.5×10^{-3} А м⁻², ни в одном случае не зафиксировано превышение критического уровня в 2.7×10^{-3} А м⁻² (Fursyak et al., 2020a) (вертикальный пунктир на рис. 6). Данное наблюдение не вызывает удивления, поскольку униполярные АО являются остатками биполярных или мультиполярных областей. Они обладают магнитной конфигурацией, близкой к потенциальной, и крайне низкой вспышечной активностью. Следовательно, электрические токи в таких АО тоже слабые.

2. При анализе связи между скоростью затухания магнитного потока в пятне и крупномасштабными (глобальными, распределенными) электрическими токами в униполярных АО (см. рис. 7 и таблицу 1) было обнаружено, что для пятен с высокой скоростью затухания магнитного потока величины распределенного тока близки к нулю (в пределах вычисленных ошибок, которые указаны в седьмом столбце таблицы 1 и барами на рис. 7). Подобная картина характерна и для семи исследуемых пятен с низкой скоростью затухания магнитного потока. Однако в оставшихся четырех случаях вычисленные нами величины распределенного тока (величиной до 5.0×10^{12} А),

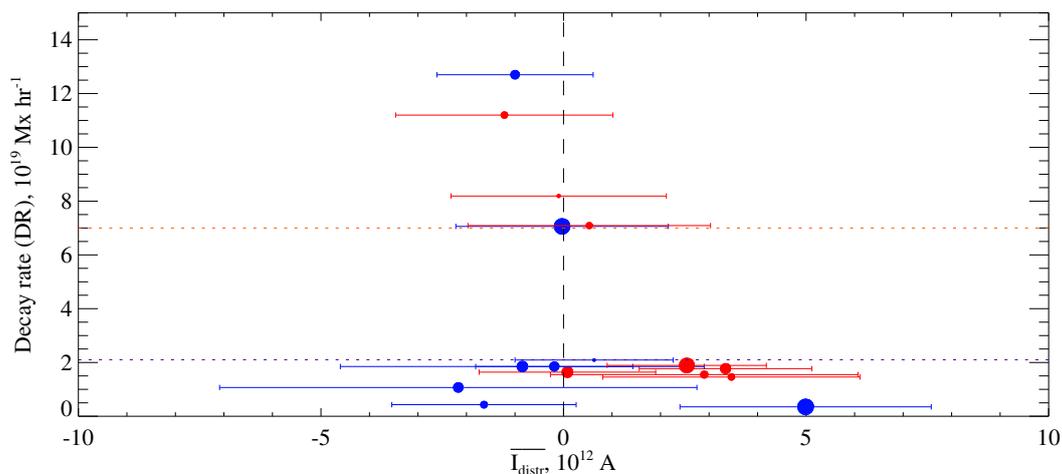


Рис. 7. Зависимость скорости затухания магнитного потока (DR) в пятне от величины крупномасштабного (распределенного) электрического тока (I_{distr}). Указаны бары ошибок при определении величины распределенного тока. Обозначения те же, что и на рис. 6

даже с учетом ошибок, являются ненулевыми. Учитывая, что распределенный электрический ток обладает собственным азимутальным (вихревым) магнитным полем, можно предположить, что такое поле вокруг пятна может служить одним из стабилизирующих факторов на этапе его распада.

Здесь следует также упомянуть о том, что во всех случаях обнаружения ненулевого распределенного тока в анализируемых АО, его знак был положительным (т.е., ток направлен вверх, на наблюдателя). Таким образом, направление крупномасштабного тока соответствует правилу распределения токовой спиральности по полусферам (см., напр., [Абраменко, Гопасюк, 1987](#); [Seehafer, 1990](#); [Pevtsov et al., 1994](#); [Abramenko et al., 1996](#) и др.).

5 Выводы и обсуждение

Нами проанализированы 16 АО типа U и A1 согласно ММК с разной скоростью затухания магнитного потока в пятне (11 областей с низкой скоростью затухания и 5 с высокой). Одним из возможных факторов влияния на стабильность пятен рассматриваются электрические токи. Сопоставление параметров электрического тока со скоростью затухания магнитного потока в пятне позволило выявить следующие зависимости:

1. Чем сильнее локальные (мелкомасштабные) электрические токи в окрестности униполярного пятна, тем быстрее оно затухает.
2. Крупномасштабный (распределенный) электрический ток вокруг быстро затухающих пятен практически нулевой и, следовательно, от него не приходится ожидать стабилизирующего воздействия на процесс распада пятна.
3. Для четырех случаев медленно затухающих пятен обнаружен ненулевой распределенный (глобальный, крупномасштабный) электрический ток величиной до $5.0 \times 10^{12} \text{ A}$. Направление тока соответствует правилу распределения токовой спиральности по полусферам. Азимутальное магнитное поле, обусловленное присутствием крупномасштабного тока, может оказывать стабилизирующее действие на распад пятна.

Таким образом, мелкомасштабные токи оказывают скорее дестабилизирующее воздействие на пятно, в то время как крупномасштабный ток собственным магнитным полем может способствовать стабилизации пятна. Очевидно, однако, что электрические токи являются не единственным механизмом в процессах стабилизации/дестабилизации пятен и требуются дополнительные исследования в данном направлении.

Также следует отметить, что в работе нами проанализирована сравнительно небольшая выборка из областей типа U (униполярные) и A1 (биполи на поздней стадии эволюции с хорошо развитым головным пятном и порами в хвостовой части АО), представляющая собой заведомо крайние случаи по скорости затухания магнитного потока в пятне, с целью максимально эффективного обнаружения ожидаемых эффектов. Критерий магнитного потока, согласно которому мы анализируем только области с разбалансом магнитного потока выше 50 %, здесь не применялся. Однако, если данный критерий заложить в правила, согласно которым отбирались области для анализа, то количество исследуемых АО сократится до 12, но корреляция на рис. 6 снизится незначительно (с 0.72 при $N = 16$ до 0.70 при $N = 12$).

Благодарности. Авторы статьи благодарны рецензенту за интерес к работе и полезные замечания. Работа выполнена при поддержке грантом РФФИ 18-12-00131.

Литература

- Абраменко В.И., Гопасюк С.И., 1987. Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. Т. 76. С. 147. [Abramenko V.I., Gopasyuk S.I., 1987. *Izv. Krymsk. Astrofiz. Observ.*, vol. 76. pp. 147–168. (In Russ.)]
- Жукова А.В., 2018. Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. Т. 114. № 2. С. 74. [Zhukova A.V., 2018. *Izv. Krymsk. Astrofiz. Observ.*, vol. 114. no. 2. pp. 74–86. (In Russ.)]
- Плотников А.А., Куценко А.С., 2021. 16-я ежегодная конференция “Физика плазмы в солнечной системе”. Сборник тезисов. С. 25. [Plotnikov A.A., Kutsenko A.S., 2021. 16th Annual Conference on Plasma Physics in the Solar System. Collection of abstracts, p. 25. (In Russ.)]
- Abramenko V.I., Wang T., Yurchishin V.B., 1996. *Solar Phys.*, vol. 168, pp. 75–89.
- Abramenko V.I., Zhukova A.V., Kutsenko A.S., 2018. *Geomagnetism and Aeronomy*, vol. 58, iss. 8, pp. 1159–1169.
- Cowling T.G., 1946. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 106, pp. 218–224.
- Fursyak Yu.A., 2018. *Geomagnetism and Aeronomy*, vol. 58, no. 8, pp. 1129–1135.
- Fursyak Yu.A., Abramenko V.I., Kutsenko A.S., 2020. *Astrophysics*, vol. 63, no. 2, pp. 260–273.
- Fursyak Yu.A., Kutsenko A.S., Abramenko V.I., 2020. *Solar Phys.*, vol. 295, p. 19.
- Goode P.R., Denker C.J., Didkovsky L.I., Kuhn J.R., Wang H., 2003. *Journal of the Korean Astronomical Society*, vol. 36, S1, pp. S125–S133.
- Harvey K., Harvey J., 1973. *Solar Phys.*, vol. 28, pp. 61–71.
- Hoeksema J.T., Liu Y., Hayashi K., Sun X., Schou J., et al., 2014. *Solar Phys.*, vol. 289, pp. 3483–3530.
- Ivanov S.D., Maksimov V.P., 1978. *Soviet Astronomy Letters*, vol. 4, pp. 127–128.
- Kosugi T., Matsuzaki K., Sakao T., Shimizu T., Sone Y., et al., 2007. *Solar Phys.*, vol. 243, pp. 3–17.
- Krivodubskii V.N., 1983. *Byulletin Solnechnye Dannye Akademii Nauk USSR*, no. 11, pp. 51–57.
- Kubo M., Lites B.W., Shimizu T., Ichimoto K., 2008. *Astrophys. J.*, vol. 686, pp. 1447–1453.
- Kubo M., Shimizu T., 2007. *Astrophys. J.*, vol. 671, pp. 990–1004.
- Litvinenko Yu.E., Wheatland M.S., 2015. *Astrophys. J.*, vol. 800, p. 130.
- Martinez Pillet V., 2002. *Astron. Nachr.*, vol. 323, no. 3/4, pp. 342–348.
- Meyer F., Schmidt H.U., Weiss N.O., Wilson P.R., 1974. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 169, pp. 35–57.
- Muller R., Mena B., 1987. *Solar Phys.*, vol. 112, pp. 295–303.
- Nye A., Bruning D., Labonte B.J., 1988. *Solar Phys.*, vol. 115, pp. 251–268.
- Pesnell W.D., Thompson B.J., Chamberlin P.C., 2012. *Solar Phys.*, vol. 275, pp. 3–15.
- Pevtsov A.A., Canfield R.C., Metcalf T.R., 1994. *Astrophys. J.*, vol. 425, p. L117.
- Scherrer P.H., Schou J., Bush R.I., Kosovichev A.G., Bogart R.S., et al., 2012. *Solar Phys.*, vol. 275, pp. 207–227.
- Seehafer N., 1990. *Solar Phys.*, vol. 125, pp. 219–232.
- Sheeley N.R., Bhatnagar A., 1971. *Solar Phys.*, vol. 19, pp. 338–346.
- Solov'ev A.A., 1976. *Byulletin Solnechnye Dannye Akademii Nauk USSR*, no. 7, pp. 73–78.
- Solov'ev A.A., 1976. *Soviet Astronomy*, 1976, vol. 20, pp. 75–78.
- Solov'ev A.A., 1984. *Byulletin Solnechnye Dannye Akademii Nauk USSR*, no. 1, pp. 73–78.
- Solov'ev A.A., 1991. *Soviet Astronomy*, vol. 35, pp. 83–86.
- Solov'ev A.A., Kirichuk E., 2014. *Astrophys. Space Sci.*, vol. 352, pp. 23–42.
- Strecker H., Schmidt W., Schlichenmaier R., Rempel M., 2021. *Astron. Astrophys.*, vol. 649, p. 123.
- Zeleniy L.M., Milovanov A.V., 1993. *Soviet Astronomy Letters*, vol. 18, pp. 249–251.

Electric currents in unipolar active regions with different decay rates of the magnetic flux in a spot

Yu.A. Fursyak, A.A. Plotnikov, V.I. Abramenko

Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny 298409
yuriy_fursyak@mail.ru

Abstract. Using the magnetographic data of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instrument onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO), we calculated the parameters of the magnetic field and electric currents for unipolar active regions (ARs) with a low ($\leq 2.1 \times 10^{19}$ Mx h⁻¹, in total, 11 ARs were analyzed) and a high ($\geq 7.0 \times 10^{19}$ Mx h⁻¹, 5 ARs were analyzed) rate of decay of the magnetic flux in a spot. We obtained the following results: 1) the stronger the local (small-scale) electric currents in the vicinity of the unipolar spot, the faster its decaying; 2) the distributed electric current around the rapidly decaying spots is practically zero. There cannot be expected the stabilizing effect on the decay of the sunspot; 3) in four cases of slowly decaying sunspots, a nonzero distributed (global, large-scale) electric current of up to 5.0×10^{12} A was detected. Perhaps such electric current can have a stabilizing effect on the decay of the sunspot.

Thus, the results obtained by us indicate that strong electric currents of small scales have a rather destructive effect on the sunspot, and the presence of large-scale currents can stabilize it. However, this mechanism seems not to be the only one and dominant in the processes of stabilization of unipolar sunspots.

Key words: Sun, unipolar active regions, magnetic fields, electric currents, the rate of decay of the magnetic flux