

УДК 523.9-1, 523.9-466, 523-98

## Различные режимы всплытия активных областей на Солнце

*О.И. Тихонова<sup>1</sup>, В.И. Абраменко<sup>1,2</sup>, А.С. Куценко<sup>1</sup>, В.Б. Юрчишин<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>ФГБУН “Крымская астрофизическая обсерватория РАН”, Научный, Крым, 298409  
*oksana.tihonova89@gmail.com*

<sup>2</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Пулковское шоссе, 65/1,  
Санкт-Петербург, Россия, 196140

<sup>3</sup>Big Bear Solar Observatory, Big Bear City, CA 92314, USA

Поступила в редакцию 1 октября 2016 г.

**Аннотация.** Мы исследовали режим всплытия 14-ти активных областей (АО). Для 12-ти АО использованы данные о продольной составляющей магнитного поля, полученные с помощью Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) на борту космической станции Solar Dynamic Observatory (SDO). Для остальных АО, использовались данные Michelson Doppler Imager (MDI), полученные спутником Solar and Heliospheric Observatory (SOHO). Все АО всплывали на видимой стороне солнечного диска. Мы вычисляли производную по времени,  $R(t)$ , от суммарного беззнакового магнитного потока АО, т. е. скорость всплытия. Показано, что режим всплытия не универсален: в каждой АО имеет место свой процесс всплытия с уникальным временным профилем функции  $R(t)$ . При этом можно идентифицировать два основных типа всплытия. Первый тип – регулярное всплытие с квази-постоянным поведением производной потока в течение 1–3 дней и довольно низкой средней за это время величиной производной:  $\langle R(t) \rangle = 0.57 \pm 0.22 \cdot 10^{22}$  максвелл в день. Второй тип можно описать как ускоренное всплытие, характеризующееся длинным (более одного дня) интервалом быстрого нарастания производной до довольно больших величин порядка  $0.92 \pm 0.29 \cdot 10^{22}$  максвелл в день. После этого интервала следует короткий (порядка трети суток) интервал с постоянной производной, сменяющийся монотонным уменьшением функции  $R(t)$ . Первый тип событий можно ассоциировать со всплытием магнитных трубок с квазипостоянным потоком, который проходит через фотосферу с квази-постоянной скоростью подъема. Такие события можно объяснить действием глобального динамо, генерирующего тороидальные трубки глубоко в конвективной зоне. События второго типа можно интерпретировать как свидетельство работы подфотосферного турбулентного динамо, генерирующего дополнительный поток (за счет турбулентных движений плазмы) по мере всплытия трубки.

VARIETY OF FLUX EMERGENCE REGIMES IN SOLAR ACTIVE REGIONS, *by O.I. Tikhonova, V.I. Abramenko, A.S. Kutsenko, V.B. Yurchyshyn.* Emergence process of 14 ARs was analyzed. Line-of-sight magnetograms acquired by the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) onboard the Solar Dynamic Observatory (SDO) were used for 12 ARs, while for the remaining two ARs the Michelson Doppler Imager (MDI) data acquired onboard the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) were analyzed. All ARs in this study emerged on the visible solar disk. We calculated the time derivative,  $R(t)$ , of the total unsigned flux, i.e., the emergence rate. We found that the emergence regime is not universal: each AR displays a unique emergence process with different time pro-

files of the emergence rate. Two types of the emergence process can be identified. First type is a regular emergence with quasi-constant behavior of the flux derivative  $R(t)$  during a 1-3 day interval and a rather low magnitude of the average (over this time) flux derivative,  $\langle R(t) \rangle = (0.57 \pm 0.22) \cdot 10^{22} \text{ Mx per day}$ . Second type can be described as accelerated emergence with a long interval ( $> 1$  day) of the rapidly increasing flux derivative  $R(t)$  to rather high magnitude of  $(0.92 \pm 0.29) \cdot 10^{22} \text{ Mx per day}$ , which later changes to a very short (about a one third of day) interval with  $R(t) = \text{const}$  followed by a monotonous decrease of  $R(t)$ . The first type events might be associated with emergence of a flux tube with a constant amount of flux that rises through the photosphere with a quasi-constant speed. Such events can be explained by the traditional large-scale solar dynamo generating the toroidal flux deep in the convective zone. The second-type events can be interpreted as a signature of sub-surface turbulent dynamo action that generates additional magnetic flux via turbulent motions as the magnetic structure makes its way up to the solar surface.

**Ключевые слова:** Солнце, магнитные поля, динамо, активные области, турбулентность

---

## 1 Введение

Всплытие магнитного потока через поверхность Солнца является одним из существенных проявлений действия солнечного динамо внутри конвективной зоны. В настоящее время хорошо известно, что тороидальное магнитное поле, создаваемое глобальным процессом динамо глубоко в КЗ, поднимается к поверхности Солнца в основном за счет выталкивающей силы (Паркер, 1955; Шрайвер и Зваан, 2000; Шарбонё, 2010; Миш, 2012). В результате биполярные магнитные структуры проходят через фотосферу, образуя активные области (АО) на солнечной поверхности. Процесс всплытия трубок потока происходит в турбулентной среде намагниченной плазмы, заполняющей конвективную зону (Ченг и Исобе, 2014), что создает благоприятные предпосылки для работы турбулентного, неспирального динамо как на больших (см., например, Миш, 2010; Бранденбург и др., 2012; Соколов и др., 2015), так и на малых наблюдаемых масштабах (Каттанео, 1999; Воглер и Шуслер, 2007; Абраменко и др., 2012). Влияние турбулентного динамо и его роль в солнечном магнетизме не полностью изучены на сегодняшний день. Тем не менее можно считать общепризнанным, что турбулентное динамо ответственно за наблюдаемые нерегулярности солнечного магнетизма в широком диапазоне масштабов: от мелкомасштабных проявлений до 11-летнего солнечного цикла (Миш, 2010).

Эффект турбулентного динамо однозначно проявляется при численном моделировании солнечной магнитоконвекции (Воглер и Шуслер, 2007; Петарила-Грахам и др., 2010), когда усиление магнитной энергии внутри вычислительного объема интерпретируется как проявление турбулентного динамо. Ситуация совершенно иная, когда речь идет о наблюдательных данных, где нет исходного момента и нет ограниченного объема. Попытки выявить турбулентное динамо из наблюдений, особенно на больших масштабах, довольно скудны.

В работе Соколова и др. (2015) представлен наблюдательный тест действия турбулентного динамо на масштабах характерного размера АО. Авторы проанализировали статистические свойства так называемых антихейловских групп, т. е. тех АО, где нарушается закон полярности Хейла. Так, например, ведущее пятно группы, расположенное в южном (северном) полушарии, имеет положительную (отрицательную) магнитную полярность в 23-м цикле солнечной активности. Они обнаружили, что доля антихейловских групп заметно возросла во время солнечного минимума. Далее авторы предположили, что действие турбулентного динамо не зависит от солнечного цикла и равновероятно производит как хейловские, так и антихейловские группы солнечных пятен. Принимая во внимание тот факт, что во время солнечного минимума число групп, сгенерированных глобальным динамо (в основном это хейловские группы) является

низким, можно сделать вывод о том, что относительное число антихейловских групп должно быть увеличено во время пониженной солнечной активности. Хорошая согласованность этих рассуждений и наблюдений позволила авторам сделать вывод о том, что турбулентное динамо работает на масштабах АО.

В данной работе представлен другой подход к диагностике турбулентного динамо на пространственных масштабах типичных АО. Мы рассмотрели процесс всплытия магнитного потока в качестве теста для диагностики турбулентного динамо в конвективной зоне. Режим всплытия АО может указать на то, какой из двух процессов – глобальное динамо или турбулентное – доминирует в формировании АО. Когда трубка с постоянным количеством магнитного потока поднимается вверх и проникает в фотосферу с квазипостоянной скоростью, то прирост магнитного потока через поверхность фотосферы происходит в квазипостоянном режиме. Другими словами, скорость всплытия (определяемая как производная по времени от общего потока без учета знака полярности) является квазипостоянной. Тем не менее, если в этот процесс вмешивается турбулентное динамо (генерация магнитного поля в подфотосферных слоях), то прирост магнитного потока может нарастать по мере всплытия трубки. Это рассуждение побудило нас исследовать скорость всплытия различных АО с целью выявить характерные черты разных режимов всплытия. Подчеркнем, что под скоростью всплытия в данной работе подразумевается мера нарастания потока, но не скорость подъема трубки.

## 2 Метод обработки данных

Для исследования режима всплытия активных областей были выбраны те АО, которые появились на видимой части солнечного диска в пределах 50 градусов от центра диска. Из них были отобраны только достаточно большие АО с максимальным потоком не менее  $10^{22}$  Мх. Были две причины для этого требования. Во-первых, мы стремились исследовать турбулентное динамо внутри самых глубоких слоев КЗ, а более крупные АО, как полагают, образуются глубже (Ченг и Исобе, 2014). Во-вторых, измерения малых изменений потока в малых АО уменьшают в целом точность статистического анализа. Кроме того, по аналогии с подходом, принятым в работе Угарте-Урра и др. (2015), мы ограничили наш выбор изолированными областями. Всего было выбрано 14 АО, перечисленных в таблицах 1 и 2. Для 12 из них мы использовали 720-секундные SDO/HMI-магнитограммы (Шеррер и др., 2012) с размером пикселя  $0''.5$ . Стандартное отклонение шума для этих магнитограмм составляет около 5–6 G (Лиу и др., 2012). Для двух оставшихся и наиболее интересных АО, а именно АО 10488 и 10798, мы использовали данные SOHO/MDI (Шеррер и др., 1995) с размером пикселя  $2''$  и уровнем шума около 14 G (Лиу и др., 2004). Для каждой АО процесс всплытия наблюдался в течение 4–5 дней. Для 9 АО была выявлена самая ранняя стадия появления на поверхности Солнца. Магнитограммы были тщательно выровнены с помощью IDL-алгоритма путем быстрого преобразования Фурье, чтобы удалить эффект вращения Солнца. Общий поток без учета полярности рассчитывался по каждой магнитограмме как сумма абсолютных значений потока, измеренных в каждом пикселе. Подсчитывались только те пиксели, в которых модуль плотности потока превышал уровень шума. В предположении, что основная часть магнитного потока АО связана с радиальной компонентой поля, мы корректировали эффект проекции по методу, предложенному в работе (Хагенар, 2001).

Известно, что в SDO/HMI-данных присутствуют искусственные колебания магнитного потока с периодами 24 и 12 часов, вызванные инструментальными эффектами (Лиу и др., 2012; Смирнова и др., 2013; Куценко и Абраменко, 2016). Мы применили низкочастотную фильтрацию, чтобы удалить эти искусственные колебания в общем магнитном потоке АО по методу, предложенному в работе (Куценко и Абраменко, 2016).

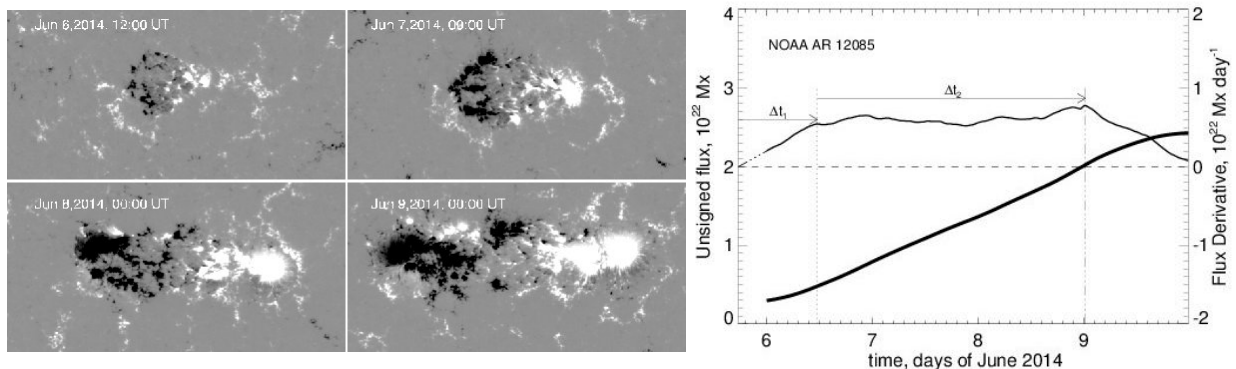
Скорость нарастания потока рассчитывалась как производная по времени,  $R(t)$ , от общего магнитного потока,  $F(t)$ :

$$R(t) = d(F(t))/dt. \quad (1)$$

Этот параметр был в центре внимания нашего исследования. Так как производная потока не зависит от какой-либо постоянной составляющей самого потока, то мы не исключали вклад от участков спокойного Солнца в пределах магнитограммы, в отличие от методики, предложенной в работе (ван Дриель-Гезтели и Грин, 2015).

### 3 Результаты

Анализ временных изменений функции  $R(t)$  в течение первых 3–5 дней жизни АО показал, что каждая АО обладает своей специфической формой функции  $R(t)$ , однако при этом могут быть идентифицированы по крайней мере два режима всплытия потока. Характерный пример первого режима – регулярное всплытие – показан на рис. 1 (см. список типичных свойств эволюции АО в работе ван Дриель-Гезтели и Грин, 2015). После короткого периода ускоренного всплытия (обозначен стрелкой  $\Delta t_1$  на рис. 1, правая панель) следует длительный период (около 2.5 дней, обозначен стрелкой  $\Delta t_2$ ) линейного роста потока и, следовательно, почти постоянной производной  $R(t)$ , плавно меняющейся вокруг своего среднего значения  $0.55 \text{ Mx}^{22} \text{ day}^{-1}$ . В течение последнего дня наблюдения скорость роста потока снижается до нуля к моменту насыщения потока.



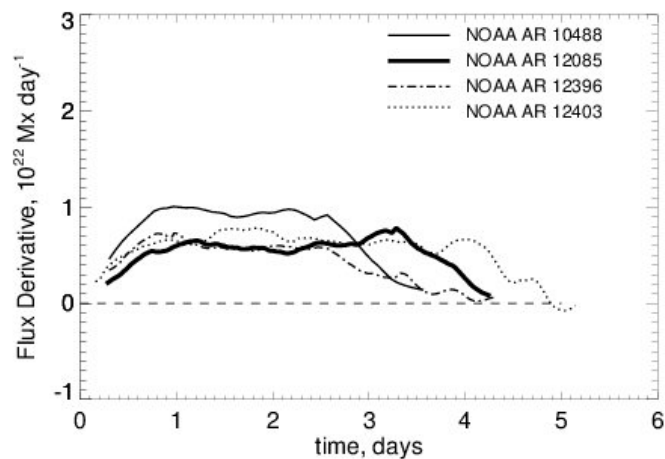
**Рис. 1.** Пример АО первого типа всплытия – регулярное всплытие. Слева – SDO/HMI-магнитограммы АО12085. Размер магнитограммы составляет  $181 \times 91$  Мм. Справа – изменения общего магнитного потока (жирная черная линия, ось слева) и производная по времени от величины общего магнитного потока  $R(t)$  (тонкая черная линия, ось справа). Данные получены по 480 HMI-магнитограммам, зарегистрированным через каждые 720 секунд. Стрелки  $\Delta t_1$  и  $\Delta t_2$  – интервалы ускоренного и регулярного (постоянно) роста потока, соответственно. Горизонтальная штриховая линия обозначает нулевое значение производной  $R(t)$

Эта АО является весьма типичной: это среднего размера биполярная группа, подчиняющаяся закону Хейла; угол наклона АО (ось, соединяющая лидирующую и хвостовую часть) подчиняется закону Джоя и не меняется в процессе всплытия; наблюдается разделение лидирующей и хвостовой частей вдоль оси группы; тонкие магнитные волокна, соединяющие лидирующие и хвостовые части, могут быть объяснены подфотосферным дроблением монолитной трубки. Такие волокна, согласно работе Ченга и Исобе (2014), наблюдаются на последней стадии всплытия. Мы будем называть этот тип возникновения АО “регулярным” типом всплытия.

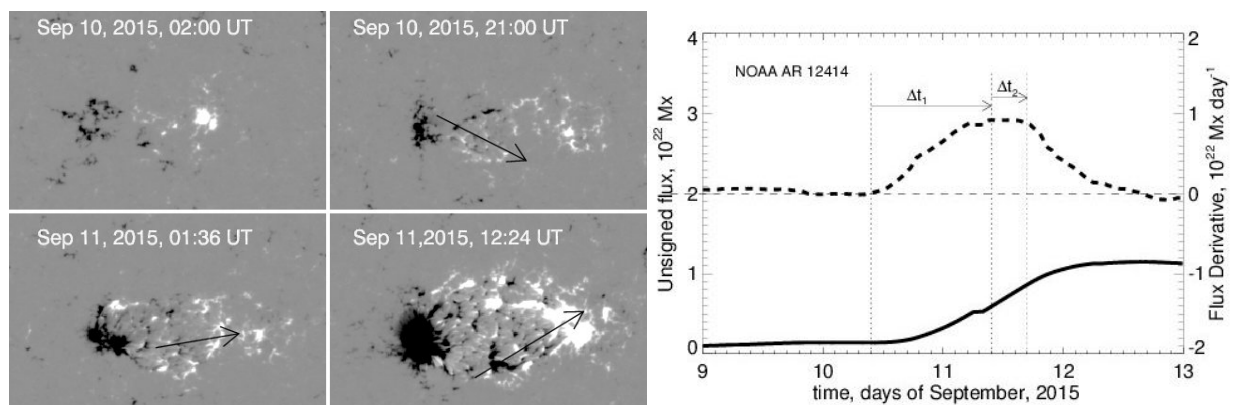
Различные режимы всплытия активных областей на Солнце

В нашем наборе данных было семь таких областей, и они перечислены в таблице 1, а функции  $R(t)$  для некоторых из них показаны на рис. 2.

Для каждой АО мы определили момент своего первого появления на фотосфере как пересечение линии  $R(t) = 0$  (штриховая линия на рис. 1, справа) с линейным продолжением  $R(t)$  с тем же наклоном (пунктирный сегмент на рис. 1, справа). Соответственно кривые  $R(t)$  были сдвинуты вдоль временной оси, так что их продолжения пересекали начало координат. Интервал  $\Delta t_1$  был измерен от начала координат (см. пятую колонку таблицы 1.) Все АО, представленные в таблице 1, и те, что показаны на рис. 2, демонстрируют длительный интервал  $\Delta t_2$  квазипостоянной производной (интервал линейного роста потока).

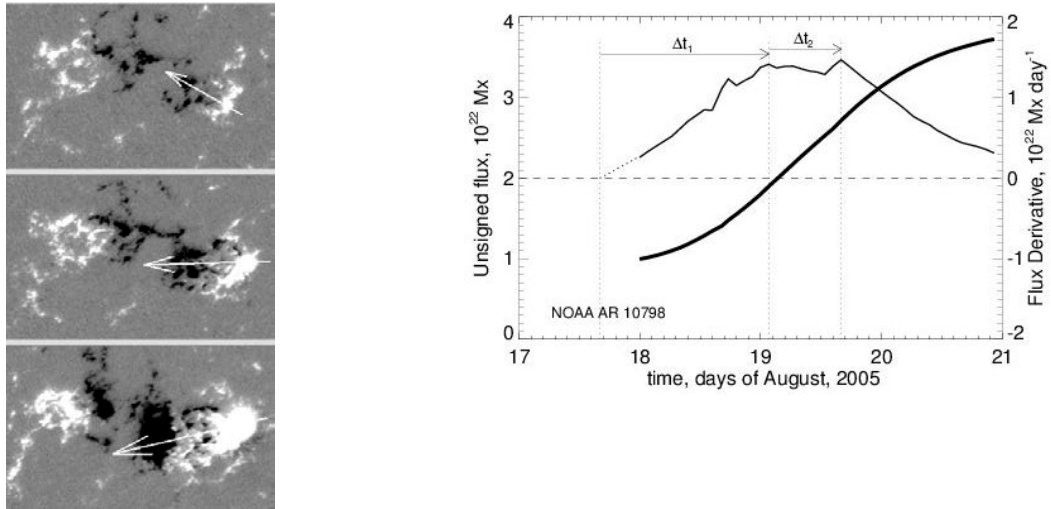


**Рис. 2.** Функции  $R(t)$ , вычисленные как производные по времени от общего магнитного потока АО для некоторых групп первого типа всплытия. Двух-трехдневный период квазипостоянной производной хорошо заметен для всех из них

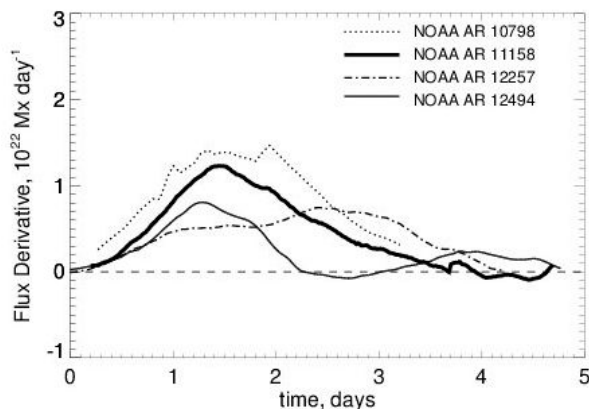


**Рис. 3.** Пример АО второго типа всплытия. Слева — SDO/HMI-магнитограммы АО 12414. Размер магнитограмм 145 Mm в направлении восток-запад (по горизонтали). Черные стрелки показывают направление оси вращающегося диполя, всплывающего посередине АО. Справа — изменения общего магнитного потока и его производной  $R(t)$ . Интервал ускоренного всплытия  $\Delta t_1$  заметно превосходит интервал равномерного всплытия  $\Delta t_2$ . Обозначения те же, что и на рис. 1

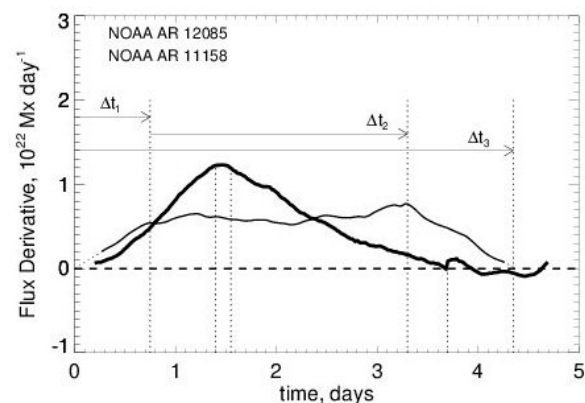
Другой тип всплытия потока показан на рис. 3 и 4. На начальной стадии всплытия АО скорость роста потока возрастает в течение дня или даже дольше (см. стрелки  $\Delta t_1$  на рис. 3 и 4).



**Рис. 4.** Слева – SOHO/MDI-магнитограммы высокого разрешения антихейловской группы 10798, появившейся на южной полусфере Солнца (S10). Стрелки показывают ось всплывающего вращающегося диполя в направлении от положительной к отрицательной полярности. Размер магнитограммы составляет  $216 \times 142$  Мм. Справа – изменения общего магнитного потока и его производной  $R(t)$ . Эта группа второго типа выявляет ускоренный рост производной в течение длительного интервала  $\Delta t_1$ . Данные получены по 45 магнитограммам SOHO/MDI-full-disk, полученным через каждые 96 минут. Обозначения те же, что на рис. 1. и рис. 3



**Рис. 5.** Производная потока  $R(t)$  для 4 активных областей второго типа всплытия



**Рис. 6.** Производная потока  $R(t)$  для двух наиболее представительных случаев всплытия

Период  $\Delta t_2$  постепенной (квазипостоянной) производной очень короткий и, как правило, длится меньше чем полдня, после чего темп роста начинает постепенно уменьшаться, пока насыщение потока не будет достигнуто. Таких АО было также семь в нашем наборе данных (таблица 2), для некоторых из них функция  $R(t)$  показана на рис. 5. В трех АО второго типа мы наблюдали раскручивающийся диполь (показан стрелками на магнитограммах на рис. 3 и 4), находящийся примерно посередине между формирующимся лидером и хвостовой частью группы. Заметим, что некоторые хаотические изменения угла наклона в начале всплытия – ситуация нередкая (см. ван Дриель-Гезтели и Грин, 2015). Одна из АО второго типа (АО 10798) с раскручивающимся диполем является областью с антихейловской конфигурацией (рис. 4): лидирующее пятно группы, расположенной в южном полушарии, имело положительную магнитную полярность, что не является типичным для 23-го солнечного цикла. Напомним, что Соколов и др.

Различные режимы всплытия активных областей на Солнце

(2015) рассматривали антихейловские группы как результат работы турбулентного динамо. Поэтому наш вывод о работе турбулентного динамо для случая этой АО хорошо согласуется с концепцией Д.Д. Соколова.

На рис. 6 показаны два наиболее представительных случая. Длительный интервал постоянства производной характерен для первого типа всплытия (серая линия, АО 12085), в то время как для второго типа всплытия (черная линия, АО 11158) характерен длительный интервал нарастания производной с очень коротким периодом ее постоянства.

**Таблица 1.** Список АО с квазиравномерным всплытием

NOAA Number	Latitude	Observation window	Flux(max), $10^{22}$ Mx	$\Delta t_1$ , days	$\Delta t_2$ , days	$\langle R(t) \rangle$ , $10^{22}$ Mx day $^{-1}$
10488	8	26–30.10.2003	2.8	0.70	1.9	0.95(0.05)*
12085	-20	06–10.06.2014	2.4	0.75	2.5	0.55(0.06)
12266	-5	17–21.01.2015	1.1	0.87	0.90	0.45(0.03)
12396	-17	05–09.08.2015	3.0	0.80	1.8	0.65(0.10)
12403	-14	20–25.08.2015	4.7	0.75	3.3	0.70(0.10)
12427	17	27–30.09.2015	1.6	1.0	1.4	0.45(0.10)
12488	3	21–26.01.2016	1.6	0.65	3.4	0.25(0.06)
Среднее				0.79(0.12)	2.17(0.94)	0.57(0.22)

- в скобках указана величина стандартного отклонения

**Таблица 2.** Список АО с ускоренным всплытием

NOAA Number	Latitude	Observation window	Flux(max), $10^{22}$ Mx	$\Delta t_1$ , days	$\Delta t_2$ , days	$\langle R(t) \rangle$ , $10^{22}$ Mx day $^{-1}$
10798	-10	18–20.08.2005	3.7	1.4	0.6	1.40(0.05)
11158	-20	12–17.02.2011	3.2	1.4	0.15	1.25(0.01)
12036	-17	12–17.04.2014	2.0	2.4	0.4	0.75(0.03)
12257	7	06–10.01.2015	2.1	2.4	0.5	0.72(0.04)
12275	-16	26–29.01.2015	1.0	1.0	0.2	0.60(0.02)
12414	-10	10–13.09.2015	1.1	1.0	0.30	0.92(0.02)
12494	-11	03–07.02.2016	1.3	1.2	0.15	0.80(0.01)
Среднее				1.53(0.61)	0.32(0.18)	0.92(0.29)

Для количественной оценки наших результатов мы предприняли следующие вычисления по каждой АО. Мы вычислили интервал ускоренного всплытия  $\Delta t_1$  и интервал квазипостоянного всплытия  $\Delta t_2$ . В тех случаях, когда рост АО наблюдался не с самого начала, ход производной линейно экстраполировался до пересечения с линией  $R(t) = 0$  (см. рис. 4, справа). От этой точки отсчитывался интервал  $\Delta t_1$ . Результаты по всем АО приведены в 5–6 столбцах таблиц 1 и 2. В последнем столбце таблиц приведено среднее значение функции  $R(t)$  в течение интервала  $\Delta t_2$ . В последней строчке обеих таблиц приведено среднее значение соответствующих величин в столбцах.

Данные таблиц показывают, что для первого типа вспышки длительность интервала  $\Delta t_1$  существенно короче, чем длительность  $\Delta t_2$ , причем последний в среднем дольше, чем двое суток. Среднее значение производной  $R(t)$  в этом интервале достаточно низкое,  $0.57 \pm 0.22 \cdot 10^{22}$  максвелл в день. В то же время для второго типа вспышки интервал ускоренного всплытия  $\Delta t_1$  во всех случаях больше, чем интервал равномерного всплытия  $\Delta t_2$ . И последний в среднем составляет треть суток, что в 7 раз короче, чем соответствующий  $\Delta t_2$  для групп с равномерным всплытием. При этом среднее по  $\Delta t_2$  значение производной  $R(t)$  для групп второго типа составляет  $0.92 \pm 0.29 \cdot 10^{22}$  максвелл в день, что в 1.6 раза выше, чем соответствующая величина для групп первого типа всплытия.

Заметим, мы не наблюдаем систематического различия между этими двумя типами, когда речь идет об общем магнитном потоке (4 колонка в обеих таблицах). Таким образом, АО обоих типов могут иметь любую величину общего потока после насыщения.

#### 4 Выводы

Изучая режим всплытия магнитного потока в 14 АО, мы обнаружили, что можно выделить два основных типа всплытия потока. Половина исследуемых АО показала, что в процессе всплытия доминирует интервал линейного нарастания потока с квазипостоянной производной от потока по времени. Другая половина исследуемого ряда данных показала, что доминирующим является интервал времени с нарастающей производной потока по времени, т. е. прирост магнитного потока постоянно увеличивается по мере всплытия АО. Обнаружен плавный переход между этими двумя типами всплытия.

Таким образом, фаза всплытия АО протекает в индивидуальном режиме, в то время как на стадии распада АО исчезновение магнитного потока, согласно работе Угарте-Урра и др. (2015), происходит по единому сценарию.

Универсальность поведения потока при распаде и индивидуальность на фазе всплытия можно объяснить, если учесть, что в фазе распада магнитная конфигурация должна подчиняться общим крупномасштабным процессам на поверхности Солнца (меридиональная циркуляция, дифференциальное вращение, турбулентная диффузия и т. д.), которые регулируют поток. И наоборот, всплытие потока происходит в сильно турбулентной конвективной зоне, которая способна генерировать магнитные поля по-разному в разных местах.

Мы интерпретируем наш вывод следующим образом. Простейшая ситуация, когда монолитная магнитная трубка с квазипостоянным потоком, сгенерированная в области тахоклина, равномерно поднимается и пересекает фотосферу, ее поток будет меняться пропорционально времени, т. е. нарастание потока будет линейным и производная потока по времени будет постоянной, что мы и наблюдаем для областей первого типа всплытия. Такой сценарий всплытия согласуется с моделью генерации поля классическим глобальным динамо.

С другой стороны, если в конвективной зоне работает турбулентное динамо, то возможен дополнительный прирост магнитного потока по мере всплытия трубки, и можно ожидать нелинейный прирост потока (второй тип всплытия). Если эта интерпретация верна, то проявление турбулентного динамо – не редкое явление, так как половина анализируемых событий выявляет ускоренный режим всплытия.

Стоит отметить, что первоначальное увеличение  $R(t)$  в самом начале фазы всплытия неизбежно для всех АО только потому, что требуется плавный переход от  $R(t) = 0$  до  $R(t) = \langle R(t) \rangle$ . Является ли этот эффект связанным с турбулентным динамо или с другими причинами, еще предстоит изучить в будущем. А здесь нам представляется важным отметить следующие отличительные признаки ускоренного всплытия: 1) более длительный период роста производной потока; 2) отсутствие длительного периода постоянной производной потока; 3) более высокие величины  $\langle R(t) \rangle$  (см. самые правые колонки в таблицах 1 и 2).



Наблюдаемый плавный переход между двумя типами вспышки согласуется с концепцией о том, что генерация магнитного поля представляет собой двойной процесс: глобальные и локальные турбулентные динамо работают одновременно (Миш, 2010; Бранденбург и др., 2012).

Суммируя, приходим к заключению, что первый тип вспышки может наблюдаться, когда всплывает магнитная трубка с квазипостоянным магнитным потоком и постоянной скоростью через фотосферу, и прирост магнитного потока происходит в постоянном режиме. Такие события могут быть объяснены традиционным крупномасштабным солнечным динамо, который генерирует тороидальный поток глубоко в конвективной зоне (см., например, рис. 1 в работе Зваан, 1996). События второго типа – вспышки в режиме ускоренного нарастания потока, что можно объяснить как проявление дополнительной подкачки магнитного потока турбулентным динамо в конвективной зоне.

## Литература

- Абраменко и др. (Abramenko V., Yurchyshyn V., Goode P.R.) // *ASP Conf. Ser.* 2012. V. 455. P. 17.
- Бранденбург и др. (Brandenburg A., Sokoloff D., Subramanian K.) // *Space Sci. Rev.* 2012. V. 169. Issue 1–4. P. 123.
- Ван Дриель-Гезтели и Грин (van Driel-Gesztelyi L. and Green L.M.) // *Living Rev. Solar Phys.* 2015. V. 12. Issue 1. Article id. 1.
- Воглер, Шюслер (Vögler A., Schüssler M.) // *Astron. Astrophys.* 2007. V. 465. P. L43.
- Зваан (Zwaan C.) // *Solar Phys.* 1996. V. 169. P. 265.
- Каттанео (Cattaneo F.) // *Astrophys. J.* 1999. V. 515. P. L39.
- Куценко, Абраменко (Kutsenko A.S., Abramenko V.) // *Solar Phys.* 2016. V. 291. P. 1613.
- Лиу и др. (Liu Y., Zhao X., Hoeksema J.T.) // *Solar Phys.* 2004. V. 219. Issue 1. P. 39.
- Лиу и др. (Liu Y., Hoeksema J.T., Scherrer P.H., et al.) // *Solar Phys.* 2012. V. 279. P. 295.
- Миш (Miesch M.S.) // *SOHO-23: Understanding a Peculiar Solar Minimum.* / Eds Cranmer S.R., Hoeksema J.T., Kohl J.L. San Francisco: *ASP Conf. Ser.* 2010. V. 428. P. 29.
- Миш (Miesch M.S.) // *Proc. Roy. Soc. A-Math. Phys.* 2012. V. 370. Issue 1970. P. 3049.
- Паркер (Parker E.N.) // *Astrophys. J.* 1955. V. 121. P. 491.
- Петарила-Грахам и др. (Pietarila Graham J., Cameron R., Schüssler M.) // *Astrophys. J.* 2010. V. 714. P. 1606.
- Смирнова и др. (Smirnova V., Efremov V.I., Parfinenko L.D., Riehoainen A., Solov'ev A.A.) // *Astron. Astrophys.* 2013. V. 554. A121.
- Соколов и др. (Sokoloff D., Khlystova A., Abramenko V.) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2015. V. 451. Issue 2. P. 1522.
- Угарте-Урра и др. (Ugarte-Urra I., Upton L., Warren H.P., Hathaway D.H.) // *Astrophys. J.* 2015. V. 815. Issue 2. P. 9.
- Хагенаар (Hagenaar H.) // *Astrophys. J.* 2001. V. 555. Issue 1. P. 448.
- Ченг и Исобе (Cheung M.C.M., Isobe H.) // *Living Rev. Solar Phys.* 2014. V. 11. Issue 1. P. 128.
- Шарбонё (Charbonneau P.) // *Living Rev. Solar Phys.* 2010. V. 7. N. 3.
- Шеррер и др. (Scherrer P.H., Bogart R.S., Bush R.I., et al.) // *Solar Phys.* 1995. V. 162. P. 129.
- Шеррер и др. (Scherrer P.H., Schou J., Bush R.I. and 10 co-authors) // *Solar Phys.* 2012. V. 275. P. 207.
- Шрайвер и Зваан (Schrijver C.J., Zwaan C.) // *Solar and Stellar Magnetic Activity: Cambridge Univ. Press.* Cambridge. UK. 2000.