

# РАЗДЕЛ II. ФИЗИКА

---

УДК 523.9

DOI: 10.18384/2310-7251-2017-1-66-72

## О ЯВЛЕНИИ РЕКОННЕКЦИИ В НИЖНИХ СЛОЯХ МАГНИТНОЙ ТРУБКИ. ЭКСПЕРИМЕНТ

**Бегларян М.Е.**

*Российского государственного университета правосудия (Северо-Кавказский филиал)  
350002, г. Краснодар, ул. Леваневского, 187/1, Российская Федерация*

**Аннотация:** Как было показано ранее [1; 2], вариации интенсивностей  $\gamma$ -квантов аксионного происхождения, индуцированные посредством вариаций магнитного поля в тахоклине с посредством термомагнитного Эттинсгаузена-Нернста эффекта, вызывают вариации светимости Солнца и, в конечном счёте, характеризуют изменения активного и спокойного состояний Солнца. В работе показано, что полученные из уравнений с  $\gamma$ -квантами аксионного происхождения теоретические оценки хорошо согласуются с экспериментальными оценками времени и скорости подъёма всплывающих магнитных потоков до их появления на фотосфере.

**Ключевые слова:** динамо, магнитная трубка, магнитоконвекция, реконнекции, солнечные пятна, солнечные циклы, тахоклин.

## ABOUT THE RECONNECTION PHENOMENON IN THE LOWER LAYERS OF A MAGNETIC TUBE. EXPERIMENT

**M. Beglaryan**

*North Caucasus Branch of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education "Russian State University of Justice"  
ul. Levanevskogo 187/1, 350002 Krasnodar, Russian Federation*

**Abstract:** As previously shown [1; 2], variations in  $\gamma$ -quanta intensities of axion origin, induced by magnetic field variations in a tachocline by means of thermomagnetic Ettingshausen – Nernst effect, cause variations in solar luminosity and ultimately characterize the changes in active and

---

© Бегларян М.Е., 2017.

quiet Sun conditions. It is shown that the theoretical evaluation derived from the equations with  $\gamma$ -quanta of axion origin are in agreement with the experimental time evaluation and rise speed of emerging magnetic streams before they appear on the photosphere.

**Keywords:** dynamo, magnetic tube, magnetoconvection, reconnection, solar cycles, solar spots, tachocline.

Рассмотрим несколько важных вопросов, касающихся проблемы появления турбулентной реконнекции и деталей превращения  $\Omega$ -подобной петли в  $O$ -подобную резким соединением «ножек», восстанавливающих исходное состояние азимутального поля и создающих условия для формирования следующей  $\Omega$ -подобной петли в том же месте. Для этой цели, используя предельную концентрацию азимутального магнитного потока  $B_{over} \sim 4 \cdot 10^7$  G (см. уравнение (27) в [1]) вблизи тахоклина, мы попытаемся дать физическую интерпретацию процесса овершута при тахоклине, а также сделать оценки скорости  $v_{rise}$  и времени  $\tau_{rise}$  подъёма магнитной трубки из пограничного слоя овершута (рис. 1а).

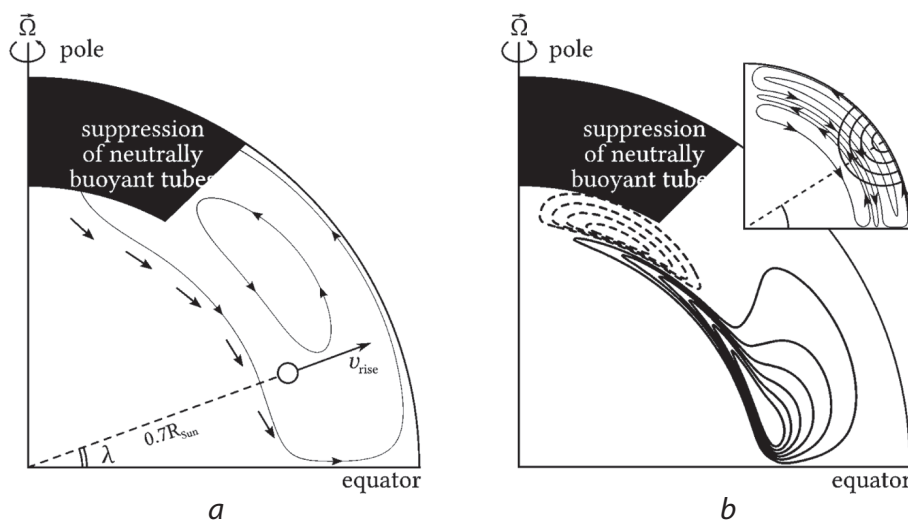


Рис. 1. (а) Меридиональное сечение северного полушария Солнца. Поток тороидальной трубки расположен на широте  $\lambda$ . Адаптировано из [3].

(b) Конфигурация тороидального поля в некоторый момент времени показывает пояс отрицательного тороидального поля (штриховые линии), вытесняемый ниже тахоклина (в стабильную область) проникающим потоком на высоких широтах, в то время как на низких широтах пояс положительного тороидального поля (сплошные линии) вытесняется в конвективную зону, откуда он может вырваться в виде солнечных пятен. Адаптировано из [4]. Вставка: диаграмма глубокой фокусировки схемы измерения времени-расстояния. Полуокруглыми кривыми показаны некоторые образцы траекторий акустических волн. Обтекаемые замкнутые кривые линии со стрелками, иллюстрирующие наши результаты, показывают принципиальную структуру меридиональной циркуляции. Серая область показывает нижнюю часть конвективной зоны – тахоклин – на уровне  $0,7 R_{Sun}$ .

Предположение о том, что почти пустые магнитные трубки (см. рис. 5а в [1]) являются нейтрально плавучими ( $\rho_{\text{int}} = \rho_{\text{ext}}$  [5]), подразумевает, что температура внутри трубок ниже, чем температура во внешней среде (см. рис. 5а в [1]). Это приводит к притоку тепла и, следовательно, поток трубок из слоя овершута поднимается вверх [6]. Для горизонтальной трубки с поперечным сечением (радиус  $a$ ) скорость подъёма следует из анализа Паркера [6], уравнения (60) из [3] и рис. 1:

$$v_{\text{rise}} = 2 \frac{H_p}{\tau_d} \frac{B^2}{8\pi p_{\text{ext}}} \left( \delta + 0,12 \frac{B^2}{8\pi p_{\text{ext}}} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где  $H_p = \mathfrak{R}T_{\text{ext}}/g = p_{\text{ext}}/gp_{\text{ext}} = 0,08R_{\text{Sun}}$  [7–9] – высота шкалы давления при тахоклине,  $T_{\text{ext}}$  и  $p_{\text{ext}}$  – температура и давление внешнего газа,  $\delta \equiv Y = \nabla_e - \nabla_{\text{ad}} = -c_p^{-1} dS/d\xi = -c_p^{-1} H_p ds/dz$  – безразмерный градиент энтропии [3; 10; 11],  $\nabla_e \equiv d \ln T_e / d \ln p_e$  и  $\nabla_{\text{ad}} \equiv (\partial \ln T_e / \partial \ln p_e)_s$  – локальный и адиабатический градиенты температуры внешней и внутренней среды плазмы [3; 12; 13],  $s$  – удельная энтропия,  $c_p$  – удельная теплоёмкость при постоянном давлении,  $\tau_d$  – время жизни радиационной и / или конвективной диффузии в пограничном слое овершута:

$$\begin{aligned} \tau_d &= \frac{c_p \rho a^2}{\langle K \rangle} \left[ 1 + \left( \frac{dO}{dt} \right)_2 / \left( \frac{dO}{dt} \right)_1 \right]^{-1} \equiv \\ &\equiv c_p \rho a^2 \left\{ \left[ 1 + \left( \frac{dO}{dt} \right)_2 / \left( \frac{dO}{dt} \right)_1 \right] \frac{c_p |F_{\text{tot}}|}{g} \left( 1 + \frac{2 \ell_{\text{ov}}}{5 H_p} \right)^{3.5} \right\}^{-1}, \quad (2) \end{aligned}$$

где для полностью ионизированного газа  $c_p = 2,5\mathfrak{R}$ , а  $\mathfrak{R}$  – газовая постоянная в уравнении состояния  $p = \rho \mathfrak{R} T$ ;  $T(z)$  и  $\rho(z)$  – средняя температура и плотность;  $\langle K \rangle$  – усреднённая радиационная проводимость;  $\ell_{\text{ov}} \approx 0,37 H_p$  [3; 14] – толщина овершутного слоя;  $F_{\text{tot}}$  – тотальная радиационная энергия потока, где величина  $F_{\text{tot}} = L / (4\pi r^2)$  зависит от светимости Солнца ( $L$ );  $g$  – ускорение силы тяжести;  $(dQ/dt)_1 = \nabla \cdot (\kappa_e \nabla T_e)$  – интенсивность радиационного нагрева, которая зависит только от термодинамических величин  $\kappa_e$  и  $T_e$  внешней плазмы, изменяющихся только от радиального расстояния от центра Солнца [3; 12]; второй член, впоследствии называемый  $(dQ/dt)_2 (\approx 5,76 \kappa_e \delta T / a^2)$ , представляет собой диффузное излучение через трубку потока из-за разницы температур ( $\delta T = T - T_e$ ) между трубкой потока и внешней плазмы [15].

Используя условия гидростатического равновесия  $dp/dz = \rho g$ , при котором можно применить адиабатический градиент температуры ( $(dT/dz)_{\text{ad}} = g/c_p$ ) и нейтральной плавучести потока трубки в овершутной области  $(\delta T/T_e)^{-1} \sim \beta \equiv p_e / (B^2/8\pi)$ , нетрудно получить оценку времени жизни радиационной диффузии в пограничном слое овершута:

$$\tau_d \approx |\delta T| c_p \rho \frac{a^2}{\delta z |F_{\text{tot}}|} \left[ 1 + \left( \frac{dO}{dt} \right)_2 / \left( \frac{dO}{dt} \right)_1 \right] \approx \frac{1}{2\beta} T_e \left[ \frac{1}{c_p \rho_e} \left( \frac{dO}{dt} \right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

где

$$\delta z \sim 1,25 \cdot 10^{-3} a \cong 10(\nabla_e / \nabla_{rad}) \cdot 1,25 \cdot 10^{-3} a, \quad (4)$$

$$\rho T \frac{dS}{dt} = \frac{dO}{dt} = \left( \frac{dO}{dt} \right)_1 \left[ 1 + \left( \frac{dO}{dt} \right)_2 / \left( \frac{dO}{dt} \right)_1 \right] \approx \left( \frac{dO}{dt} \right)_1 \left[ 1 + 14,5 \frac{1}{\beta} \left( \frac{H_p}{a} \right)^2 \right], \quad (5)$$

$$\left( \frac{dO}{dt} \right)_1 \approx F_{tot} \frac{\nabla_e}{\nabla_{rad}} \frac{1}{H_p}, \quad (6)$$

где вместо  $dT/dz$  применяли приближенное отношение  $\delta T/\delta z$ ;  $10\nabla_e \sim \nabla_{rad}$  – отношение локального и радиационного градиентов температуры внешней и внутренней среды плазмы (см. табл. 2 в [8]);  $\delta z \sim 1,25 \cdot 10^{-3} H_p \sim 0,125a$  (по предположению); отношение  $(dQ/dt)_1/(dQ/dt)_2 \approx (\nabla_e/5,76)(\delta T/T)^{-1}(a/H_p)^2$  [15];  $H_p/a \sim 100$  – фактор-множитель в нижней части конвективной зоны [3, с. 99–113].

Как следствие, с помощью уравнений (6) и (8–11) нетрудно показать, что с помощью уравнения (10) скорость подъема практически пустой магнитной трубки:

$$v_{rise} = H_p \nabla_{ad} \frac{1}{p_{ext}} \left( \frac{dO}{dt} \right) \left( \delta + 0,12 \frac{B^2}{8\pi p_{ext}} \right)^{-1}, \quad (7)$$

где  $\nabla_{ad} \cong 0,4$ , можно получить при условии  $H_p/a \sim 100$  и любых значениях тороидального магнитного поля ( $B \leq B_{over} \sim 4 \cdot 10^7$  G), которое, например, для малых полей  $B \leq 10^4$  G, то есть при условии  $(dQ/dt)_2/(dQ/dt)_1 \sim 0,1$  и, следовательно, при  $(dQ/dt) \sim (dQ/dt)_1$ , полностью совпадает с уравнением (30) из [15].

Учитывая следствия нелокальной теории длины перемешивания [3; 5; 12], что тонкие, нейтрально плавучие трубки в стабильно стратифицированной среде являются устойчивыми, можно считать, что напряженность поля находится ниже критического значения  $B_c$ , которое оценивается как:

$$\frac{B_c^2}{8\pi p_{ext}} = \gamma \delta = \frac{5}{3} \delta. \quad (8)$$

При этом из (1) и (8) следует, что трубки, находящиеся на грани устойчивости с  $B \cong B_c$ , будут подниматься со скоростью  $v_{rise} \cong 2,8H_p/\tau_d$ . Поскольку напряжённость поля трубки находится в устойчивом состоянии в тонком слое овершута (толщина  $l_{ov} = v_{rise} \cdot \tau_{rise} \approx 0,37H_p$ ), магнитные трубки будут покидать слой овершута за время

$$\tau_{rise} \cong 0,13\tau_d. \quad (9)$$

Согласно расчётам [3] можно показать, что с помощью предполагаемого радиуса магнитной трубки  $a \sim 0,01H_p$  нетрудно с помощью уравнения (9) получить оценки времени жизни радиационной диффузии в пограничном слое овершута

та –  $\tau_d \sim 7,6$  года и времени подъёма магнитной трубки из пограничного слоя овершута –  $\tau_{rise} \sim 1$  год.

Интересно отметить, что здесь имеется красивая и очень нужная нам задача, которая и связана с проблемой практически полного подавления радиационного нагрева в почти пустой магнитной трубке (см. рис. 2 в [1]). Напоминаем, что вблизи тахоклина фотоны, появляющиеся из приповерхностной радиационной области и проходящие через горизонтальное магнитное поле О-петли (см. рис. 5а в [1]), конвертируются в аксионы и, тем самым, практически полностью подавляют радиационный нагрев в почти пустой магнитной трубке. Но, с другой стороны, небольшой поток фотонов все-таки проходит через некоторое «кольцо» магнитной трубки, которое пропускает фотоны слева и справа между О-петлей и стенками трубки (рис. 5а в [1]), и доходит до полутени (пелумбра).

Отсюда понятно, что радиационный нагрев, проходящий через пограничный слой овершута, может пройти только через поперечное сечение горизонтального «кольца» магнитной трубки, при котором наша оценка зависит от теоретического значения площади «кольца» магнитной трубки

$$a_{axion}^2 \approx 2\pi a \cdot (0,8 - 3,5) \cdot 10^{-4} a \approx (0,5 - 2,2) \cdot 10^{-3} a^2 \quad (10)$$

для потока плавучих трубок со значительным супер-равнораспределением напряжённости магнитного поля [16]

$$B_{over} \approx 4 \cdot 10^7 G \geq \left( \frac{H_p}{a_{axion}} \right)^{1/2} B_{eq}, \quad (11)$$

где  $B_{eq} \approx 6,1 \cdot 10^4 G$  находится в равнораспределении с кинетической энергией конвективных нисходящих потоков, при которой магнитная плавучесть трубки доминирует нисходящую гидродинамическую силу над конвективными нисходящими потоками и, как следствие, потоки трубок могут подниматься на поверхность независимо от конвекции [16].

Отсюда нетрудно показать, что с помощью горизонтальной трубки с поперечным сечением (15) скорость и время подъёма магнитной трубки следуют из оценки [3; 6] (см. наши уравнения (3) и (1)) или (8) и (12) (аналог [15]):

$$(\tau_{rise})_{axion} \cong 0,13(\tau_d)_{axion} \sim (0,25 - 1) day, \quad (12)$$

$$(v_{rise})_{axion} \cong \frac{0,37H_p}{(\tau_{rise})_{axion}} = \frac{2,8H_p}{(\tau_d)_{axion}} \sim (0,3 - 1,2) km/s. \quad (13)$$

Недавно были проведены наблюдения [17–20], в которых были зарегистрированы значительные магнитные возмущения на глубине около 42–75 Mm (т.е.  $\sim 0,9R_{Sun}$ ) и было показано, что эти возмущения связаны с магнитными образованиями, поднимающимися со средней скоростью 0,3 – 1,4 км/с и выходящими на поверхность за время от нескольких часов до 2 дней после регистрации этих возмущений. Интересно отметить, что теоретические оценки, полученные с помощью уравнений (12) и (13) удивительно хорошо согласуются с экспериментальными оценками времени и скорости подъёма всплывающих магнитных потоков [17–20].

## ЛИТЕРАТУРА/REFERENS

1. Rusov V.D., Sharph I.V., Eingorn M.V., Smolyar V.P., Beglaryan M.E. Thermomagnetic Etingshausen – Nernst effect in tachocline and axion mechanism of Sun luminosity. arXiv:1508.03836.
2. Giannotti M., Irastorza I., Redondo J., Ringwald A.. Cool WISPs for stellar cooling excesses. JCAP 05. 2016. 057. arXiv:1512.08108.
3. Van Ballegoijen A.A.. The overshoot layer at the base of the solar convective zone. *Astron. Astrophys.* 113. 1982. pp. 99–112.
4. Nandy D. and Choudhuri A.R. “Explaining the Latitudinal Distribution of Sunspots with Deep Meridional Flow”. In: *Science*, 2002, Vol. 296, no. 5573, pp. 1671–1673. doi:10.1126/science.1070955.
5. Spruit H.C., van Ballegoijen A.A.. Stability of toroidal flux tubes in stars. In: *Astronomy Astrophysics*, 1982, Vol. 106, pp. 58–66.
6. Parker E.N.. Sunspots and the physics of magnetic flux tubes. I – The general nature of the sunspot. II – Aerodynamic drag. In: *Astrophysical Journal*. 1979, Vol. 230, pp. 905–923.
7. Böhm-Vitense E.. Über die Wasserstoffkonvektionszone in Sternen verschiedener Effektivtemperaturen und Leuchtkräfte. In: *Z. Astrophysics*. 1958, no. 46, pp. 108–143.
8. Spruit H.C.. *Magnetic Flux Tubes and Transport of Heat*, PhD Thesis, Utrecht University. The Netherlands. 1977.
9. Brun A.S., Miesch M.S., Toomre J. Modeling the dynamical coupling of solar convection with the radiative interior. In: *Astrophysical journal*. 742. 79. 2011. doi:10.1088/0004-637X/742/2/79.
10. Smolec R., Moscalik P. Convective hydrocodes for radial stellar pulsation. Physical and numerical formation. In: *Acta Astronomica*. 2008, no. 58, pp. 193–232.
11. Smolec R., Moscalik P. Non-linear modelling of beat Cepheids: resonant and non-resonant models. *A&A* 524, A40. 2010.
12. Spruit H.C. A model of the solar convective zone. In: *Solar Physics*. 1974, no. 34, pp. 277–290.
13. Christensen-Dalsgaard J., Monteiro M.J.P.F.G., Thompson M.J. Helioseismic estimation of convective overshoot in the Sun. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1995, no. 276, pp. 283–292.
14. Christensen-Dalsgaard J., Monteiro M.J.P.F.G., Rempel M., Thompson M.J. A more realistic representation of overshoot at the base of the solar convective envelope as seen by helioseismology. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2011, no. 414, pp. 1158-1174.
15. Fan Y., Fisher G.H. Radiative Heating and the Buoyant Rise of Magnetic Flux Tubes in the Solar interior. In: *Solar Physics*. 166, 17. 1996.
16. Fan Yu. Magnetic Fields in the Solar Convection Zone. *Living Reviews in Solar Physics*. 2009. 6, 4. doi: 10.12942/lrsp-2009-4.
17. Ilonidis S., Zhao J., Kosovichev A. Detection of Emerging Sunspot Regions in the Solar Interior. *Science* 333. 2011. P. 993. doi:10.1126/science.1206253.
18. Ilonidis S., Zhao J., Kosovichev A. Response to Comment on “Detection of Emerging Sunspot Regions in the Solar Interior”. 2012. *Science* 336. P. 296.
19. Ilonidis S., Zhao J., Hartlep T. Helioseismic investigation of emerging magnetic flux in the solar convective zone. *The Astrophysical Journal*. 777:138. 2013.
20. Kosovichev A.G., Zhao J., Ilonidis S. Local Helioseismology of Emerging Active Regions: A Case Study. arXiv:1607.04987.

### ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРЕ

*Бегларян Маргарита Евгеньевна* – кандидат физико-математических наук, доцент, профессор кафедры, заведующий кафедрой социально-гуманитарных и естественнонаучных дисциплин Северо-Кавказского филиала ФГБОУВО «Российский государственный университет правосудия»;  
e-mail: rita\_beg@mail.ru

### INFORMATION ABOUT THE AUTHOR

*Margarita Beglaryan* – candidate of physico-mathematical sciences, assistant Professor, Professor & Head of the Department of the Humanities, Social and Scientific Studies of the North Caucasus Branch of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Russian State University of Justice”, Head of the HSSS, NCB “Russian State University of Justice”;  
e-mail: rita\_beg@mail.ru

### ПРАВИЛЬНАЯ ССЫЛКА НА СТАТЬЮ

Бегларян М.Е. О явлении реконнекции в нижних слоях магнитной трубки. Эксперимент // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-математика. 2017. № 1. С. 66–72.  
DOI: 10.18384/2310-7251-2017-1-66-72.

### THE CORRECT REFERENCE TO ARTICLE

M. Beglaryan. About the reconnection phenomenon in the lower layers of a magnetic tube. Experiment. In: *Bulletin of Moscow Region State University*. Series: Physics and Mathematics. 2017. no. 1. pp. 66–72.  
DOI: 10.18384/2310-7251-2017-1-66-72.