



ISSN 2411-6602 (Online)

ISSN 1607-2855 (Print)

Том 14 • № 2 • 2018 С. 62 – 69

<https://doi.org/10.18372/2411-6602.14.09>

УДК 523.98

Конвективний овершут і тахоклін — найбільш сприятливі глибинні шари Сонця для збудження тороїдального магнітного поля

В.Н. Криводубський

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка,
04053, м. Київ, вул. Обсерваторна, 3

Новизна моделей турбулентного динамо сонячного циклу, запропонованих в останні роки, полягає в тому, що генерація полоїдальної і тороїдальної компонент глобального магнітного поля відбувається не однаково ефективно у всій сонячній конвективній зоні (СКЗ), як раніше вважалося, а зосереджується в розподілених ділянках СКЗ. У зв'язку з цим набуває актуальності питання про локалізацію Ω -ефекту, який збуджує тороїдальне поле, оскільки амплітуда сонячного циклу залежить від величини останнього. У роботі проаналізована роль глибинних шарів у нижній частині СКЗ, що охоплюють шар проникної конвекції (конвективний овершут) і шар тахокліну, при генерації потужного тороїдального поля. Висвітлено недавні дослідження автора про роль глибинних шарів СКЗ у поясненні спостережуваного явища подвійних максимумів циклу сонячних плям. У конвективному овершуті створюються необхідні умови для формування шару тривалого утримання магнітного поля, тоді як у тахокліні завдяки різкому зменшенню кутової швидкості при наявності слабого полоїдального поля ефективно генерується потужне тороїдальне поле. Проте подальша еволюція цього поля відбувається в різних режимах в полярному і екваторіальному доменах СКЗ. У полярному домені два ефекти антиплавучості (макроскопічний турбулентний діамagnetизм і $\nabla\rho$ -ефект) блокують магнітне спливання поля. Тоді як в екваторіальному домені в нижній частині СКЗ один з ефектів магнітної антиплавучості ($\nabla\rho$ -ефект) змінює свій знак на протилежний, тим самим допомагаючи магнітній плавучості Паркера. В результаті тут ефект плавучості Паркера переважає ефект антиплавучості макроскопічного турбулентного діамagnetизму. Тому через деякий час тороїдальне поле піднімається на поверхню і утворює магнітні біполярні групи сонячних плям (перша спрямована догори хвиля тороїдального поля, яка відповідає за основний максимум активності плямоутворення). Важливим чинником процесів у глибинних шарах служить спрямована до екватору меридіональна течія, яка забезпечує міграцію заблокованого поблизу дна СКЗ тороїдального поля від високих широт до низьких. Тому через 1–2 роки заблоковане приполярне тороїдальне поле досягає ділянки в приекваторіальному домені, де вже існують сприятливі умови для його підйому на поверхню. Тут це затримане в часі тороїдальне поле піднімається до сонячної поверхні (друга спрямована вгору магнітна хвиля) і забезпечує тим самим повторний максимум сонячних плям.

Ключові слова: Сонце; магнітний цикл; конвективна зона; турбулентне динамо; магнітна плавучість; «негативна магнітна плавучість»; конвективний овершут; тахоклін; меридіональна циркуляція.

Оскільки турбулентність повсюдно присутня в космічній плазмі, то дослідники магнетизму в астрофізичних умовах зосередили зусилля на вивченні турбулентних механізмів походження магнетизму небесних тіл. Зокрема, найбільшого поширення серед дослідників циклічних змін магнітного поля Сонця набули переконання, що основним механізмом сонячного циклу служить модель турбулентного гідромагнітного динамо, згідно з якою циклічність можна пояснити як процес генерації і поступового перетворення одна в одну аксіально-симетричних полоїдальної і тороїдальної компонент глобального (крупномасштабного) магнітного поля. Роль «динамо-машини» на Сонці відіграє його конвективна зона, де в результаті взаємодії обертання (з кутовою швидкістю Ω) і конвекції (яка характеризується турбулентною швидкістю \mathbf{u}) створюється специфічна комбінація диференційного обертання $\Omega(r, \theta)$ і спіральної турбулентної конвекції $\alpha(r, \theta)$ ($\alpha = -\frac{\tau}{3} \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle$ — параметр спіральності, що має розмірність швидкості, τ — час кореляції турбулентних пульсацій, r — відстань від центра Сонця, θ — полярний кут в сферичній системі координат).

Циклічний процес можна описати так. Якщо в якийсь момент часу переважає полоїдальна компонента поля \mathbf{B}_p (а це відбувається в епоху мінімуму активності плям), то диференційне обертання $\Omega(r, \theta)$ в умовах вимороженості магнітних полів у високопровідну сонячну плазму розтягує магнітні силові лінії цього поля, генеруючи таким чином тороїдальну магнітну компоненту \mathbf{B}_t , яка досягає найбільшої величини в максимумі активності. Описаний процес отримав назву Ω -ефект. При цьому внаслідок турбулентної дифузії полоїдальна компонента поступово зменшується. Разом з тим усереднена спіральна турбулентність $\alpha(r, \theta)$ регенерує із тороїдального поля нову полоїдальну компоненту \mathbf{B}_p антипаралельного спрямування по відношенню до його вихідної орієнтації (так званий α -ефект). Нове зростаюче полоїдальне поле складається з старим полоїдальним полем, яке зменшується внаслідок турбулентного затухання. В результаті в максимумі циклу сумарне полоїдальне поле зникає. При цьому продовжує

працювати α -ефект, генеруючи полоїдальне поле з протилежним спрямуванням по відношенні до його напрямку в попередньому мінімумі. Нова полоїдальна компонента внаслідок Ω -ефекту збуджує нову тороїдальну компоненту поля із знаком, протилежним її знаку в максимумі активності, коли вона була найбільшою. В результаті сумарна тороїдальна компонента зменшується і поступово залишається тільки нова полоїдальна магнітна компонента — настає наступний мінімум сонячної активності. Саме таким чином α -ефект досить просто замикає сонячний динамо-цикл. Механізм самопідтримання аксіально-симетричних тороїдального та полоїдального полів, в якому основну роль відіграють α -ефект і Ω -ефект отримав назву в літературі « $\alpha\Omega$ -динамо». При цьому турбулентна в'язкість (магнітна дифузія) відіграє подвійну роль в еволюції і перебудові магнітних полів, а саме: вона об'єднує всі маломасштабні петлі магнітного потоку в одне згладжене поле і, крім того, сприяє поширенню великомасштабного поля із області його генерації по всій СКЗ. У випадку, коли генерація і дисипація магнітних потоків зрівноважені, отримують циклічну модель $\alpha\Omega$ -динамо. Якась частина вихідного магнітного потоку втрачається внаслідок його дифузії безпосередньо через сонячну поверхню, а решта — внаслідок омичної дисипації маломасштабного поля.

Вперше гідромагнітну динамо-модель, основу на спільній дії циклонічної турбулентності і диференційного обертання, розробив Ю. Паркер [1]. Після Паркера стало зрозумілим, що для підсилення магнітного поля і циклічних змін його величини і полярності особливо ефективною є комбінація неоднорідного обертання і асиметричного поля маломасштабного поля швидкостей (спіральної турбулізованої конвекції) [2, 3]. На сьогодні запропоновано численні моделі сонячного динамо, які складніші, ніж модель Паркера, однак, в своїй більшості, вони базуються на останній. Новизна моделей останніх років полягає в тому, що генерація полоїдальної і тороїдальної компонент аксіально-симетричного глобального магнітного поля відбувається не однаково ефективно у всьому об'ємі сонячної конвективної зони (СКЗ), як вважалося раніше, а в розподілених ділянках СКЗ. З огляду на це, в роботі проаналізовано роль різних ділянок у збудженні і перебудові глобального магнетизму Сонця.

Зокрема, найсприятливішими для регенерації полоїдальної компоненти служать шари СКЗ поблизу сонячної поверхні, де внаслідок α -ефекту Бебкока–Лейтона, який визначається кутами нахилу (англ. *tilt angle*) спостережених біполярних магнітних областей (утворених дугами спливаючих магнітних силових трубок тороїдального поля), турбулентною дифузією і меридіональною циркуляцією, відбувається збудження нового полоїдального поля, протилежного спрямування по відношенню до його орієнтації в попередньому циклі [4–6]. Як зазначалося вище, це дозволяє замкнути сонячний динамо-цикл. Водночас, з точки зору амплітуди сонячного циклу, надзвичайної актуальності набуває питання про локалізацію Ω -ефекту, оскільки саме він в присутності слабкого полоїдального поля збуджує потужне тороїдальне поле, від величини якого залежить інтенсивність плямоутворення. Нагадаємо, що на Сонці індукційна дія диференційного обертання на кілька порядків сильніша збудження полів α -ефектом. У зв'язку з цим дослідники в останні роки зосередили свою увагу на дослідженні глибинних шарів. В результаті було знайдено переконливі докази, що саме поблизу дна СКЗ існують необхідні умови для ефективної генерації і тривалого утримання тороїдального поля.

Розглянемо коротко ці аргументи. Зокрема, для ефективної генерації тороїдального поля в результаті дії диференційного обертання на полоїдальне поле необхідно, щоб магнітні силові трубки тривалий час перебували в ділянці генерації. Проте внаслідок швидкого паркерівського магнітного спливання зі швидкістю

$$U_B(B, \rho) \approx \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (1)$$

(B — величина магнітної індукції, ρ — густина плазми) [7] важко забезпечити значне підсилення і зберігання поля в глибоких шарах СКЗ впродовж часу, порівняного з періодом сонячного циклу. Це приводить до обмеження на амплітуду збуджуваного тороїдального поля. Водночас моделювання процесів спливання магнітних трубок в СКЗ показало, що для пояснення спостережених величин магнітних полів в активних ділянках на сонячній поверхні необхідно, щоб поблизу дна СКЗ інтенсивність тороїдальних магнітних полів досягала значень принаймні порядку $10^3 - 10^4$ Гс. Зважаючи на це, з особливою потребою на перший план виступає проблема компенсації магнітної плавучості сильних полів і утримання їх тривалий час в ділянці динамо. В зв'язку з цим, увагу дослідників привертають глибинні шари СКЗ, оскільки при заглибленні зменшується паркерівська швидкість магнітного спливання внаслідок зростання з глибиною густини плазми. Актуального значення набувають найглибші шари, а саме — перехідна ділянка (*interface layer*) між конвективною і променистою (радіативною) зонами (рис. 1), де характерні розміри поля швидкостей зазнають кардинальної перебудови.

Суть процесів в перехідній ділянці полягає в наступному. Як відомо, поля швидкостей у СКЗ природно розділені на два масштаби: маломасштабну спіральну турбулентну конвекцію $u(r, \theta)$ і великомасштабне диференційне обертання $\Omega(r, \theta)$. Характерні розміри цих двох полів швидкостей достатньо великі для того, щоб між СКЗ і радіативною зоною виникали ділянки поступового спадання амплітуд

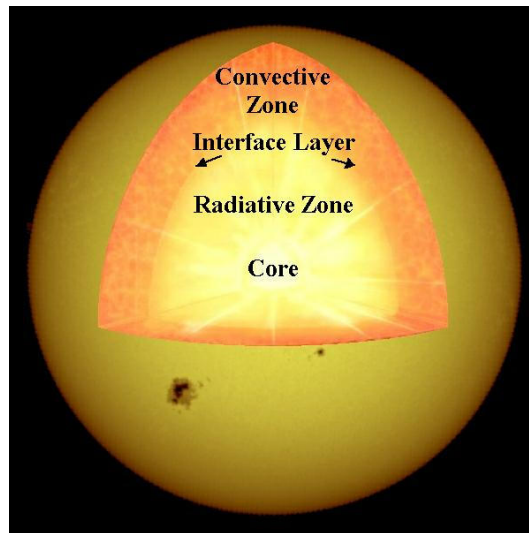


Рис. 1. Перехідна ділянка (*interface layer*) між конвективною (*convective zone*) і променистою (*radiative zone*) зонами, де локалізовані конвективний овершут і тахоклін

швидкостей. Тому біля дна СКЗ мусять сформуватися два перехідних шари різних масштабів, в яких відбувається перебудова поля швидкостей (рис. 1). Перший шар пов'язаний з турбулентною конвекцією, а другий — з диференційним обертанням.

Слід очікувати, що перехідний шар між маломасштабною турбулентною конвекцією (з характерними розмірами l) і променистою зоною буде тоншим в порівнянні з перехідним шаром від великомасштабних широтних варіацій кутової швидкості в СКЗ (з характерними розмірами $L > l$) до майже однорідного обертання в променистих надрах. Оскільки біля дна СКЗ кореляційна довжина турбулентних рухів l за порядком величини становить значну частку вертикальної протяжності зони конвекції, то поле швидкостей u турбулізованої конвекції буде по інерції проникати в стійку щодо рухів радіативну зону, збільшуючи вертикальну протяжність зони механічного перемішування речовини, хоча в ній уже не виконується критерій Шварцшільда виникнення конвективної нестійкості. Внаслідок такого просочування турбулентності нижче «активної» СКЗ формується перехідний шар своєрідної «пасивної конвекції», тобто шар поступового зменшення інтенсивності турбулентних пульсацій плазми до нуля, який в літературі отримав назву *шару проникної конвекції* (т.зв. *конвективний овершут*, англ. *convective overshoot layer*) [8–10]. Шар проникної конвекції сприяє накопиченню великомасштабного магнітного поля Сонця біля дна СКЗ і витісненню його в радіативну зону. Процес витіснення поля коротко можна описати так. Внаслідок вмороженості поля у плазму магнітні силові лінії будуть «закидатися» турбулентними пульсаціями згори донизу в шар проникної конвекції. Тому через деякий час магнітне поле з'явиться на верхній межі радіативної зони, де раніше його не було і де сприятливі умови для його тривалого існування, оскільки тут турбулентні пульсації уже майже відсутні. Водночас в шарах вище овершуту внаслідок процесу заплутування силових ліній інтенсивними турбулізованими рухами в зоні розвинутої конвекції і джоулевої омичної дисипації магнітне поле поступово зникатиме. Саме таким чином проявляється на Сонці макроскопічний турбулентний діамagnetизм (відкритий академіком Я.Б.Зельдовичем в 1956 р. [11]), фізичний сенс якого полягає у витісненні однорідного в початковий момент крупномасштабного магнітного поля із ділянок високопровідної плазми з підвищеною інтенсивністю турбулентних рухів у місця з менше розвинутою турбулентністю вздовж градієнта турбулентної в'язкості $\nabla \nu_T$ з ефективною швидкістю

$$U_\mu = -\nabla \nu_T / 2 \quad (2)$$

(тут позначено $\nu_T \approx \frac{1}{3}ul$ — турбулентна в'язкість). Діючи проти магнітної плавучості макроскопічний турбулентний діамagnetизм в СКЗ виконує роль «негативної магнітної плавучості». Отже, помітний позитивний радіальний градієнт турбулентної швидкості поблизу дна СКЗ і в шарі проникної конвекції зумовлює спрямоване донизу інтенсивне діамagnetичне витіснення поля, яке діє проти магнітної плавучості і тим самим сприяє тривалому утриманню полів у зоні генерації.

Згідно з нашими розрахунками [13–15], для параметрів турбулентності (u , l), взятих із моделі СКЗ Стікса [12], швидкість спрямованого донизу діамagnetичного витіснення горизонтального крупномасштабного поля в глибинних шарах в області проникної конвекції досягає значень $U_\mu = -\nabla \nu_T / 2 \approx 2 \cdot 10^3$ см/с ($\nu_T \approx 10^{13}$ см/с [16, 17]), що істотно зменшує ефективність магнітного спливання полів. Оскільки швидкість магнітного спливання залежить від величини поля B , то з умови взаємної компенсації процесів магнітного спливання зі швидкістю U_B (1) і діамagnetичного занурення зі швидкістю U_μ (2) можна знайти

значення горизонтального стаціонарного поля $B_0 \approx U_\mu \sqrt{4\pi\rho}$, спливання якого буде повністю компенсовано макроскопічним турбулентним діамagnetизмом. Наші розрахунки показали [15], що в результаті балансу двох зазначених ефектів у глибинах СКЗ формується магнітний шар протяжністю 40 тис. км з величиною заблокованого магнітного поля 2000–3000 Гс.

У турбулентному середовищі поряд з макроскопічним діамagnetизмом за певних умов виникає ще один ефект макроскопічної перебудови magnetизму. В неоднорідній за густиною турбулізованій плазмі маломасштабні магнітні пульсації \mathbf{b} призводять до зміни просторового розподілення крупномасштабного магнітного поля \mathbf{B} , що можна представити як перенесення цього поля вздовж градієнта густини плазми $\nabla\rho$ [18, 19]. Формально суть явища можна описати таким чином. Амплітуда магнітних флуктуацій \mathbf{b} , породжуваних турбулентними пульсаціями швидкості \mathbf{u} , в неоднорідному середовищі збільшується в напрямку зростання густини середовища ρ , оскільки $b^2 \approx 4\pi\rho u^2$. Зростання \mathbf{b} пов'язане зі збільшенням у цьому напрямку амплітуди флуктуаційних струмів $\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot } \mathbf{b}$. З боку крупномасштабного магнітного поля \mathbf{B} на маломасштабні струми \mathbf{j} діє сила Лоренца $\mathbf{F}_L = (\mathbf{j} \times \mathbf{B})/c$, яка породжує додаткові рухи зі швидкістю \mathbf{u}' , які в свою чергу збуджують додаткове електричне поле $\boldsymbol{\varepsilon} = (\mathbf{u}' \times \mathbf{b})/c$ і додаткові електричні струми $\mathbf{j}' = \sigma\boldsymbol{\varepsilon}$ (σ — електропровідність плазми). Ці модифіковані струми, згідно закону Ампера $\text{rot } \mathbf{B}' = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}'$, генерують додаткове магнітне поле \mathbf{B}' , яке складається з вихідним полем \mathbf{B} . У кінцевому підсумку це приводить до зміни початкового розподілу крупномасштабного magnetизму в просторі. В нелінійному режимі цей просторовий перерозподіл поля еквівалентний його перенесенню в напрямку зростання густини плазми. За умови рівнорозподілення густин кінетичної $\rho u^2/2$ і магнітної $b^2/8\pi$ енергій маломасштабних пульсацій вираз для швидкості перенесення крупномасштабного поля \mathbf{B} набуває вигляду [20]

$$\mathbf{U}_\rho = \frac{1}{6} \frac{\tau b^2 \nabla \rho}{4\pi\rho} \approx \frac{1}{6} \frac{\tau u^2 \nabla \rho}{\rho}. \quad (3)$$

Щоб підкреслити ту обставину, що описаний ефект просторової перебудови magnetизму проявляється тільки за наявності градієнта густини плазми, ми для зручності назвали його « $\nabla\rho$ -ефект» [14, 15].

Оскільки величина густини сонячної плазми при заглибленні в СКЗ зростає вздовж радіусу на 5–6 порядків величини, то тут виникає спрямований донизу — проти магнітної плавучості — доволі інтенсивний магнітний потік. Проведені нами розрахунки [14, 15] для фізичних параметрів, взятих із моделі СКЗ Стікса [12], показали, що поблизу дна СКЗ швидкість U_ρ становить $\approx 10^2 - 10^3$ см/с, в результаті чого $\nabla\rho$ -ефект дає порівнянний з діамagnetизмом внесок у формування магнітного шару в глибинних шарах: $B_0 \approx 2000 - 3000$ Гс.

Обертання Сонця породжує анізотропію конвекції, яка наділяє $\nabla\rho$ -ефект новими властивостями (т.зв. ротаційний $\nabla\rho$ -ефект [20–22]). Важливо, що напрям і швидкість перенесення тороїдального поля (донизу чи догори) суттєво залежать від полярного кута θ (кошироти), глибини z і числа Коріоліса $\omega = 2\tau\Omega$ в СКЗ [21–23]:

$$\mathbf{U}_{\rho r}^T(z, \theta, \omega) = 6\mathbf{U}_\rho(z) \{ \varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)] \sin^2 \theta \}. \quad (4)$$

Функції числа Коріоліса $\varphi_1[\omega(z)]$ і $\varphi_2[\omega(z)]$ описують вплив обертання на турбулентну конвекцію. В залежності від знака множника $\{ \varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)] \sin^2 \theta \}$ магнітний потік може бути спрямованим як донизу (коли цей знак позитивний), так і догори (коли знак множника негативний). Тому слід очікувати досить складної широтно-радіальної залежності величини $U_{\rho r}^T(z, \theta, \omega)$ в СКЗ. Наші розрахунки [21, 22] для моделі СКЗ [12] показали, що у високоширотних ділянках ($\theta^* > 45^\circ$) магнітний потік у всьому об'ємі зони конвекції спрямований донизу, тоді як в біляекваторіальному домені ($\theta^* < 45^\circ$) напрям потоку залежить від локалізації полів (позначення $\theta^* = 90^\circ - \theta$ означає геліошироту). У поверхневих шарах в умовах повільного обертання ($\omega \approx 0,01 - 0,5$) $\nabla\rho$ -ефект в полярному домені протидіє плавучості ($U_{\rho r}^T \approx 10^3$ см/с). Разом з тим, у нижній половині приєкваторіального домену, де умови відповідають швидкому обертанню ($\omega \approx 5 - 20$), нами виявлено [21, 22] доволі протяжну за глибиною ділянку ($\Delta z \approx 130$ тис. км), в якій магнітний $\nabla\rho$ -потік змінює свій напрям на протилежний — догори ($U_{\rho r}^T \approx (1 - 3) \cdot 10^2$ см/с). Внаслідок цього тут $\nabla\rho$ -ефект допомагає плавучості переносити тороїдальне поле догори.

Незважаючи на привабливість шару проникної конвекції для перебудови magnetизму, він, ймовірно, занадто тонкий і тому суттєво не впливає на збудження магнітного поля, а тільки сприяє його збереженню. Дійсно, за геліосейсмологічними оцінками [24] і модельними розрахунками [25], шар проникної конвекції виглядає дуже тонким — товщина його становить всього 3000–3500 км. Збудження великомасштабного магнітного поля в такому тонкому шарові породжує низку проблем [26]. З огляду на це, особливого значення для перебудови magnetизму набуває другий перехідний шар (товщиною ≈ 30 тис. км), який простягається глибше в надра Сонця — т.зв. *тахоклін* (англ. *tachocline*), в якому обертання стрімко змінюється від диференційного в СКЗ до майже жорсткого (за широтою) в променистій зоні [27]. Суть явища полягає в наступному. Згідно з геліосейсмічними вимірюваннями [28, 29] диференційне обертання проникає в радіативні надра, внаслідок чого на нижній межі СКЗ утворюється

тонкий перехідний шар від широтного диференційного до твердотілого (жорсткого) обертання. Походження цього перехідного шару, ймовірно, пов'язане з тим, що під СКЗ якийсь механізм перенесення кутового моменту (наприклад, в'язке перенесення) ефективно усуває широтну неоднорідність обертання. Смуга різкого спадання кутової швидкості знаходяться нижче СКЗ, подібно до того, як термокліни лежать нижче шару перемішаної води в океані. Тому по аналогії з океанічним термокліном перехідний шар спадання кутової швидкості Е. Шпігель і Ж.-П. Цан [26] в 1992 р. назвали *тахокліном* — тобто шаром стрімкого спадання швидкості диференційного обертання. Товщина його за геліосейсмологічними вимірюваннями дорівнює ≈ 30 тис. км, хоча остаточно вона не встановлена [30]. Внаслідок різкого спадання кутової швидкості саме в тахокліні радіальний градієнт кутової швидкості досягає свого максимуму, чим створює тут найбільш сприятливі умови для збудження сильного тороїдального поля. Вагомою обставиною також є те, що в глибинному тахокліні виявляється найменшою ефективністю магнітної плавучості, оскільки в цьому районі густина плазми є найбільшою в об'ємі СКЗ.

Крім того, згідно з останніми геліосейсмологічними експериментами, тахоклін має ще одну надзвичайно важливу для моделей динамо властивість. Він складається з двох ділянок, що по-різному обертаються. В низькоширотній ділянці повільного швидкого обертання кутова швидкість зменшується з глибиною ($\partial\Omega/\partial r > 0$), тоді як у високоширотних ділянках швидкого повільного обертання вона, навпаки, зростає з глибиною ($\partial\Omega/\partial r < 0$) [28]. Згідно з нашими розрахунками [31], природний поділ тахокліну на домени з протилежними знаками радіального зсуву кутової швидкості має принципове значення для теоретичного пояснення північно-південної магнітної асиметрії Сонця, спостереженої під час переполісовок полярного поля в епохи максимумів циклів сонячних плям, оскільки парність гармонік глобального поля, яке збуджується механізмом динамо, залежить від знаку $\partial\Omega/\partial r$.

Для пояснення спостереженого явища подвійних максимумів циклу сонячних плям нами запропоновано сценарій [32], що містить генерацію магнітного поля внаслідок Ω -ефекту поблизу дна СКЗ і його наступне винесення із глибоких шарів на поверхню в «королівській широтній зоні». Суть виглядає наступним чином. В тахокліні в присутності слабкого полоїдального поля із-за різкого спадання кутової швидкості ефективно збуджується тороїдальне поле. Разом з тим, в шарі конвективного овершуту це зростаюче поле завдяки двом ефектам негативної магнітної плавучості буде утримуватися від спливання впродовж тривалого часу, доки не досягне значень до 3000 Гс.

Однак при подальшому підсиленні Ω -ефектом перебудова заблокованого поля у високоширотних і приєкваторіальних доменах СКЗ відбувається в різних режимах. Це пов'язано з тим, що у нижній частині приєкваторіального домену один з ефектів негативної плавучості (ротаційний $\nabla\rho$ -ефект), як зазначалося вище, змінює свій знак на протилежний, допомагаючи тим самим паркерівській магнітній плавучості. Внаслідок цього заблоковане в приєкваторіальному домені тороїдальне поле по мірі його подальшого підсилення за рахунок Ω -ефекту з часом досягає величин, достатніх для того, щоб завдяки перевазі магнітної плавучості Паркера над ефектом негативної магнітної плавучості, пов'язаним з макроскопічним турбулентним діамagnetизмом, розпочати свій підйом до поверхні Сонця. Зрештою через деякий час тороїдальне поле з'являється на сонячній поверхні у вигляді плям в ділянці «королівської геліоширотної зони». Ця спрямована догори перша хвиля тороїдальних полів відповідальна за основний максимум активності плямоутворення.

Разом з тим, у високоширотних полярних доменах під впливом двох ефектів негативної плавучості глибинні тороїдальні поля впродовж усього циклу залишаються заблокованими в шарі конвективного овершуту. В зв'язку з цим вагомим чинником сценарію служить глибинна меридіональна циркуляція, яка забезпечує перенесення заблокованих тороїдальних полів із полярних областей до низьких широт. Спрямована до екватора глибинна меридіональна течія витісняє заблоковані поля в низькоширотні ділянки приєкваторіального домену, де існують сприятливі умови для спливання полів, оскільки тут, як зазначено вище, ротаційний $\nabla\rho$ -ефект допомагає плавучості переносити тороїдальне поле догори. Якщо для швидкості глибинної меридіональної течії біля дна СКЗ ($r \approx 5 \cdot 10^{10}$ см) взяти величину $U_M^{(\text{deep})} \approx 3 - 5$ м/с [33, 34], то характерний час міграції поля від широти $\theta_1^* = 70^\circ$ до широти $\theta_2^* = 15 - 20^\circ$ (смуги спостережуваного повторного збільшення числа плям великих розмірів в максимумі циклу) становить $\tau_M \approx r(\Delta\theta^*/360^\circ)/U_M^{(\text{deep})} \approx 1 - 2$ роки. В низькоширотних ділянках ці мігруючі до екватору «запізнілі» поля згідно з описаною вище схемою транспортуються до поверхні, але вже на більш низьких геліоширотах «королівської зони». Прориваючись на поверхню, ця друга порція спливання затриманих в часі тороїдальних полів призводить до повторного максимуму сонячних плям.

Таким чином, ключову роль у розробленому механізмі подвійних максимумів плям відіграють дві спрямовані догори хвилі тороїдальних полів, які завдяки глибинній меридіональній циркуляції зсунуті одна від одної в часі на 1–2 роки і поширюються в приєкваторіальному домені від нижньої основи СКЗ до сонячної поверхні.

1. *Parker E.N.* Hydromagnetic dynamo models // *Astrophys. J.* — 1955. — Vol. 122. — P.293–314.
<https://doi.org/10.1086/146087>
2. *Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А.* Турбулентное динамо в астрофизике. — М.: Наука, 1980. — 352 с.
3. *Zeldovich Ya.B., Ruzmaikin A.A., Sokoloff D.D.* Magnetic Fields in Astrophysics. — New York: Gordon and Breach, 1983.
4. *Kitchatinov L.L.* The solar dynamo: Inferences from observations and modeling // *Geomagnetism Aeronomy.* — 2014. — Vol. 54. — P.867–876. <https://doi.org/10.1134/s0016793214070056>
5. *Криводубський В.Н.* Роль альфа-ефекту Беккока-Лейтона в генерації полоїдального магнітного поля Сонця // *Вісник Астроном. школи.* — 2016. — Vol. 12, № 1–2. — С.153–165.
<https://doi.org/10.18372/2411-6602.12.2153>
6. *Криводубський В.* Альфа-ефект Беккока-Лейтона у поверхневих шарах Сонця // *Вісник Київ. нац. ун-ту ім. Тараса Шевченка. Астрономія.* — 2017. — № 1(55). — С.22–29.
7. *Parker E.N.* The formation of sunspots from the solar toroidal field // *Astrophys. J.* — 1955. — Vol. 121. — P.491–507. <https://doi.org/10.1086/146010>
8. *Roxburgh I.W.* Convection and solar structure // *Astron. Astrophys.* — 1978. — Vol. 65. — P.281–285.
9. *Spiegel E.A., Weiss N.O.* Magnetic activity and variations in solar luminosity // *Nature.* — 1980. — Vol. 287. — P.616–617. <https://doi.org/10.1038/287616a0>
10. *Van Ballegooijen A.A.* The overshoot layer at the base of the solar convective zone and the problem of magnetic flux storage // *Astron. Astrophys.* — 1982. — Vol. 113. — P.99–112.
11. *Зельдович Я.Б.* Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости // *ЖЭТФ.* — 1956. — Vol. 31. — С.154–156.
12. *Stix M.* The Sun: an introduction, second edition. — Berlin: Springer-Verlag, 2002. — 490 p.
13. *Krivodubskij V.N.* Magnetic field transfer in the turbulent solar envelope // *Soviet Astronomy.* — 1984. — Vol. 28, No. 2. — P.205–211.
14. *Krivodubskij V.N.* Transfer of the large-scale solar magnetic field by inhomogeneity of the material density in the convective zone // *Soviet Astronomy Lett.* — 1987. — Vol. 13. — P.338–341.
15. *Krivodubskij V.N.* Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone // *Astron. Nachrichten.* — 2005. — Vol. 326, No. 1. — P.61–74.
<https://doi.org/10.1002/asna.200310340>
16. *Криводубський В.Н.* О турбулентной проводимости и магнитной проницаемости солнечной плазмы // *Солнеч. данные.* — 1982. — № 8. — С.99–109.
17. *Krivodubskij V.N.* Turbulent effects of sunspot magnetic field reconstruction // *Kinematics Phys. Celestial Bodies.* — 2012. — Vol. 28, No. 5. — P.232–238. <https://doi.org/10.3103/s0884591312050054>
18. *Drobyshevskij E.M.* Magnetic field transfer by two-dimensional convection and solar “semi-dynamo” // *Astrophys. Space Sci.* — 1977. — Vol. 46. — P.41–49. <https://doi.org/10.1007/bf00643752>
19. *Вайнштейн С.И.* МГД-эффекты в турбулентной среде с неоднородной плотностью // *Магнитная гидродинамика.* — 1978. — № 1. — С.45–50.
20. *Кичатинов Л.Л.* О магнитной гидродинамике средних полей в неоднородной турбулентной среде // *Магнит. гидродинамика.* — 1982. — № 3. — С.67–73.
21. *Кичатинов Л.Л., Криводубський В.Н.* Вплив обертання Сонця на турбулентне перенесення великомасштабного магнітного поля у конвективній зоні // *Кинематика и физика небес. тел.* — 1991. — Т.7, № 6. — С.30–39.
22. *Krivodubskij V.N.* Turbulent transport of largescale magnetic field in the rotating solar convective zone // *Soviet Astronomy.* — 1992. — Vol. 36, No. 4. — P.432–435.
23. *Kitchatinov L.L.* Turbulent transport of magnetic fields in a highly conducting rotating fluid and the solar cycle // *Astron. Astrophys.* — 1991. — Vol. 243, No. 2. — P.483–491.
24. *Basu S.* Seismology of the base of the solar convection zone // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 1997. — Vol. 288. — P.572–584. <https://doi.org/10.1093/mnras/288.3.572>
25. *Marik D., Petrovay K.* A new model for the lower overshoot layer in the Sun // *Astron. Astrophys.* — 2002. — Vol. 96. — P.1011–1014. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021311>
26. *Rüdiger G., Brabdenburg A.* A solar dynamo in the overshoot layer: cycle period and butterfly diagram // *Astron. Astrophys.* — 1995. — Vol. 296. — P.557–566.
27. *Spiegel E.A., Zahn J.-P.* The solar tachocline // *Astron. Astrophys.* — 1992. — Vol. 265. — P.106–114.
28. *Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F., Komm R., Larsen R. M., Schou J., Thompson M., Toomre J.* Dynamic variations at the base of the solar convection zone // *Science.* — 2000. — Vol. 287. — P.2456–2460. <https://doi.org/10.1126/science.287.5462.2456>
29. *Charbonneau P., Christensen-Dalsgaard J., Henning R., Larsen R.M., Schou J., Thompson M.J.,*

- Tomczyk S. Helioseismic constraints on the structure of solar tachocline // *Astrophys. J.* — 1999. — Vol. 527. — P.445–460. <https://doi.org/10.1086/308050>
30. Kosovichev A.G. Helioseismic constraints on the gradient of angular velocity at the base of the solar convection zone // *Astrophys. J.* — 1996. — Vol. 469. — P.L61–L64. <https://doi.org/10.1086/310253>
31. Krivodubskiy V.N. Dynamo parameters of the solar convection zone // *Kinematics Phys. Celestial Bodies.* — 2006. — Vol. 22, No. 1. — P.1–20.
32. Krivodubskiy V.N. Double maxima of 11-year solar cycles // *Kinematics Phys. Celestial Bodies.* — 2017. — Vol. 33, No. 1. — P.24–38. <https://doi.org/10.3103/s0884591317010044>
33. Hathaway D.H., Nandy D., Wilson R.M., Reichmann E.J. Evidence that a deep meridional flow sets the sunspot cycle // *Astrophys. J.* — 2003. — Vol. 589. — P.665–670. <https://doi.org/10.1086/374393>
34. Georgieva K. Why the sunspot cycle is doubly peaked // *ISRN Astronomy and Astrophysics.* — 2011. — Article ID 437838. — 11 p. <https://doi.org/10.5402/2011/437838>

**Конвективный овершут и тахоклин — наиболее благоприятные глубинные слои Солнца
для возбуждения тороидального магнитного поля**

Криводубский В.Н.

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко,
04053, г. Киев, ул. Обсерваторная, 3

Новизна моделей турбулентного динамо солнечного цикла, предложенных в последние годы, состоит в том, что генерация полоидальной и тороидальной составляющих глобального магнитного поля не одинаково эффективна во всей солнечной конвективной зоне (СКЗ), как считалось ранее, а концентрируется в распределенных участках СКЗ. В связи с этим приобретает актуальность вопрос о локализации Ω -эффекта, возбуждающего тороидальное поле, поскольку амплитуда солнечного цикла зависит от величины последнего. В этой работе проанализирована роль глубинных слоев вблизи дна СКЗ, охватывающих слой проникающей конвекции (конвективный овершут) и слой тахоклина, при генерации мощного тороидального поля. Освещены недавние исследования автора о роли глубинных слоев СКЗ в объяснении наблюдаемого явления двойных максимумов цикла солнечных пятен. В конвективном овершуте создаются необходимые условия для формирования слоя длительного удержания магнитного поля, тогда как в тахоклине вследствие резкого уменьшения угловой скорости в присутствии слабого полоидального поля эффективно генерируется мощное тороидальное поле. Однако дальнейшая эволюция этого поля происходит в разных режимах в полярном и экваториальном доменах СКЗ. В полярном домене два эффекта антиплавучести (макроскопический турбулентный диамагнетизм и $\nabla\rho$ -эффект), блокируют магнитное всплытие поля, тогда как в экваториальном домене в нижней части СКЗ один из эффектов магнитной антиплавучести ($\nabla\rho$ -эффект) меняет свой знак на противоположный, тем самым помогая магнитной плавучести Паркера. В результате здесь эффект плавучести Паркера преобладает над эффектом антиплавучести макроскопического турбулентного диамагнетизма. Поэтому через некоторое время тороидальное поле поднимается к поверхности и образует магнитные биполярные группы солнечных пятен (первая направленная вверх волна тороидального поля, ответственная за основной максимум активности пятнообразования). Важным фактором процессов в глубинных слоях служит направленное к экватору меридиональное течение, обеспечивающее миграцию заблокированного вблизи дна СКЗ тороидального поля от высоких широт к низким. Поэтому через 1–2 года заблокированное приполярное тороидальное поле достигает участка в приэкваториальном домене, где уже существуют благоприятные условия для его подъема к поверхности. Здесь это задержанное во времени тороидальное поле поднимается к солнечной поверхности (вторая направленная вверх магнитная волна) и обеспечивает тем самым вторичный максимум солнечных пятен.

Ключевые слова: Солнце; магнитный цикл; конвективная зона; турбулентное динамо; магнитная плавучесть; «отрицательная магнитная плавучесть»; конвективный овершут; тахоклин; меридиональная циркуляция.

**Convective overshoot and tachoclin are the most favorable the deep layers
of the Sun to excite a toroidal magnetic field**

Krivodubskiy V.N.

Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv, Observatorna str. 3, 04053 Kyiv, Ukraine

The novelty of the models of the turbulent dynamo of the solar cycle, which were proposed in recent years, is that the generation of the poloidal and toroidal components of the global magnetic field does not occur equally effectively in the entire solar convective zone (SCZ), as was previously thought; but this generation is concentrating in distributed areas of the SCZ. In this connection, the question of the localization of the Ω -effect, which excites the toroidal field, becomes a matter of urgency, since the amplitude of the solar cycle depends on the magnitude of the latter one. In this work, the role of deep layers near the bottom of the SCZ, covering the layer of permeable convection (convective overshoot layer) and the tachocline layer, in the generation of a powerful toroidal field is analyzed. The author's recent studies on the role of the deep layers of the SCZ in explaining the observed phenomenon of double peaks of the cycle of sunspots, are noted. In the convective overshoot there are created the necessary conditions for the formation of the layer of prolonged maintenance of magnetic field, whereas in the tachocline due to the sharp decrease in angular velocity in the presence of the weak poloidal field the powerful toroidal field is effectively generated. However, the further evolution of this field occurs in different regimes in the polar and equatorial domains of the SCZ. In the polar domain, two effects of antibuoyancy (macroscopic turbulent diamagnetism and $\nabla\rho$ -effect) block magnetic buoyancy of field. Whereas, in the equatorial domain in the lower part of the SCZ, one of the antibuoyancy effects ($\nabla\rho$ -effect) changes its sign to the opposite, thereby helping Parker's magnetic buoyancy. As a result, the effect of Parker buoyancy is prevailing over the antibuoyancy effect of the macroscopic turbulent diamagnetism. Therefore, after some time, the toroidal field rises to the surface and forms magnetic bipolar groups of sunspots (the first directed upward wave of the toroidal field, which

is responsible for the main maximum of the activity of spot formation). An important factor in the processes in the deep layers is the meridional flow directed towards equator, which ensures the migration of the toroidal field near the bottom of the SCZ from the high latitudes to the low ones. Therefore, after 1–2 years the blocked polar toroidal field reaches a site in the equatorial domain, where already there are favorable conditions for its lifting to the surface. Here, this delayed in time toroidal field rises to the solar surface (the second upward magnetic wave) and thus provides the repeating maximum of sunspots.

Keywords: Sun; magnetic cycle; convective zone; turbulent dynamo; magnetic buoyancy; “negative magnetic buoyancy”; convective overshoot layer; tachocline; meridional circulation.

Надійшла до редакції / Received	7.10.2018
Виправлена авторами / Revised	15.11.2018
Прийнята до друку / Accepted	21.11.2018