



ISSN 2411–6602 (Online)

ISSN 1607–2855 (Print)

Том 15 • № 2 • 2019 С. 25 – 32

<https://doi.org/10.18372/2411-6602.15.05>

УДК 523.98

Генерація тороїдального магнітного поля в променистій зоні Сонця і чергування амплітуди магнітних циклів

В.Н. Криводубський

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

Проведено аналіз процесів перебудови глибинного тороїдального магнітного поля, яке збуджується радіальним диференціальним обертанням в стабільній променистій зоні, заповненій первинним (реліктовим) полоїдальним магнітним полем. Згідно з даними геліосейсмологічних експериментів про внутрішнє обертання Сонця, радіальний градієнт кутової швидкості охоплює шари променевої зони глибше сонячної конвективної зони (СКЗ). Ми вважаємо, що цей радіальний градієнт кутової швидкості діє на первинне полоїдальне поле дипольного типу і тим самим збуджує тороїдальне поле (Ω -ефект) постійного в часі спрямування, яке в міру його наростання буде виноситися із зони генерації вгору внаслідок магнітної плавучості. Із умови стаціонарності, коли Ω -ефект компенсує втрати поля, зумовлені магнітною плавучістю, нами виведено формулу для оцінки максимального значення стаціонарного тороїдального поля, яке впродовж тривалого часу може утримуватися в променистій зоні. Якщо взяти до уваги інтенсивність реліктового радіального поля в променистій зоні $B_r \approx 0,1 \dots 10$ Гс, то визначений із геліосейсмологічних вимірювань радіальний градієнт кутової швидкості $(\partial\Omega/\partial r \approx 7 \cdot 10^{-18}$ рад/с·см) здатний згенерувати досить сильне глибинне тороїдальне магнітне поле $B_T \approx 10^6 \dots 10^8$ Гс. Тороїдальні поля, величина яких переважає зазначені стаціонарні значення, внаслідок магнітної плавучості поступово виносяться із променистої зони у вище розміщені шари СКЗ, де працює механізм $\alpha\Omega$ -динамо. З огляду на це, сумарне тороїдальне поле в СКЗ буде складатися з двох компонент: змінної і стаціонарної. Перше магнітне поле збуджується процесом динамо і тому вона змінює свій напрям (полярність) з періодом 11 років. Водночас друга компонента постійного спрямування, що проникає в СКЗ знизу із променистої зони, не може бути причиною циклічності. Однак ця компонента буде впливати на амплітуду сусідніх циклів сонячної активності. В одному циклі сумарне тороїдальне поле, коли напрями двох компонент поля співпадають, матиме більшу інтенсивність, ніж в сусідньому циклі, коли напрями цих компонент протилежні. Оскільки інтенсивність плямоутворення визначається спливанням на сонячну поверхню сумарного тороїдального поля, то в кінцевому підсумку це мусить приводити до спостереженого чергування амплітуд сусідніх 11-річних циклів сонячної активності.

Ключові слова: Сонце; промениста зона; реліктове магнітне поле; геліосейсмологічні експерименти; внутрішнє обертання; магнітна плавучість; конвективна зона; турбулентне динамо; 11-річний цикл сонячної активності.

1. ВСТУП

Питання про можливість присутності глобальних полів в глибоких надрах Сонця нижче сонячної конвективної зони (СКЗ) має фундаментальне значення, оскільки внутрішнє глибинне магнітне поле протягом кількох десятиліть залучається дослідниками для пояснення низки спостережених даних. Зменшення температури і газового тиску в ядрі з сильним магнітним полем використовувалося для пояснення осциляцій сонячних нейтрино [1–3]. Досить інтенсивне магнітне поле дозволило б пояснити спостережувану сплюсненість ядра при помірних швидкостях обертання. За допомогою сильного магнітного поля, локалізованого в вигляді окремих неоднорідностей нижче дна СКЗ, в шарі, який простягається до глибин $\approx 2,3 \cdot 10^5$ км, дослідники пояснюють нестачу літію при нормальному вмістові берилію в атмосфері Сонця (в результаті розвитку циркуляції, породженої зміною умов переносу випромінювання в магнітному полі). Інтерес до внутрішнього магнітного поля в останні роки значно посилюється у зв'язку з дослідженнями 5-хвилинних коливань сонячної поверхні. Дані геліосейсмологічних експериментів про розщеплення акустичних мод коливань Сонця свідчать про наявність радіальної неоднорідності кутової швидкості в шарах нижче СКЗ. Радіальний градієнт кутової швидкості в глибинних шарах, охоплених первинним магнетизмом, повинен збуджувати потужне тороїдальне поле, достатнє для того, щоб викликати помітний, поруч з ротаційним, внесок в ефект розщеплення акустичних мод сонячних коливань. Залучення глибинного квазіоднорідного полоїдального поля, що частково проникає в СКЗ, до моделей сонячного динамо-циклу призводить до амплітудної асиметрії двох напівперіодів змодельованого 22-річного магнітного циклу [4–6].

Таким чином, глибинний магнетизм залучається для пояснення багатьох спостережених явищ на Сонці, хоча походження потужних магнітних полів в сонячних надрах вивчено недостатньо, а в деяких роботах взагалі залишається поза увагою дослідників. З огляду на це, нами в даній роботі буде вивчено

Криводубський Валерій Никифорович; ✉ krivod2@ukr.net

Вісник Астрономічної школи, 2019, том 15, № 2

25

еволюцію глибинного тороїдального поля, що збуджується радіальним диференціальним обертанням в променистій зоні, заповненій первинним (реліктовим) полоїдальним полем. Отримані результати будуть застосовані для побудови сценарію чергування амплітуди сусідніх 11-річних циклів.

2. ГЛОБАЛЬНЕ МАГНІТНЕ ПОЛЕ СОНЦЯ. ТУРБУЛЕНТНЕ ДИНАМО В СКЗ

Відповідно до сучасних уявлень [7, 8] глобальне магнітне поле Сонця **B** складається з двох аксіально-симетричних компонент: глибинного сильного ($\geq 10^3$ Гс) тороїдального (азимутального) поля **B_T**, яке при спливанні визначає інтенсивність плямоутворення, і слабкого (0,1...10 Гс) полоїдального (меридіонального) поля **B_p**, силові лінії якого, виходячи на сонячну поверхню, формують фонові магнітні поля. Спостереження показують, що, незважаючи на ясно виражені випадкові ефекти в еволюції сонячного магнетизму, обидві магнітні компоненти осцилюють за величиною і знаком в протифазі із середнім періодом близько 11 років. При цьому тривалість зміни магнітних полярностей зазначених двох компонент становить інтервал часу, рівний двом 11-річним циклам (так званий магнітний цикл Хейла близько 22 років). Тому очевидно, що магнітні компоненти пов'язані між собою і збуджуються, напевно, одним процесом, який носить коливальний характер.

Найбільшого поширення серед дослідників набули переконання, що добре вивчений 22-річний магнітний цикл сонячних плям зумовлений дією динамо-процесу в СКЗ, який породжується взаємодією внутрішнього обертання, магнетизму і турбулізованої конвекції. Роль «динамо-машини» на Сонці відіграє його конвективна зона, де в результаті взаємодії обертання (з кутовою швидкістю Ω) і конвекції (яка характеризується полем швидкостей **u**) створюється специфічна комбінація диференційного обертання і спіральної турбулентної конвекції. Диференціальне обертання в умовах вмороженості магнітних полів у високопровідну сонячну плазму розтягує магнітні силові лінії полоїдального поля **B_p** і тим самим генерує тороїдальну компоненту **B_T** (ефект «накручування» магнітних силових ліній, який прийнято називати Ω -ефектом). Тоді як усереднена спіральна турбулентність регенерує з тороїдального поля **B_T** нову полоїдальну компоненту **B_p**, антипаралельного спрямування по відношенню до його вихідної орієнтації (α -ефект), замикаючи тим самим досить просто сонячний динамо-цикл. Механізм самопідтримки аксіально-симетричних тороїдального і полоїдального полів, в якому основну роль відіграють α -ефект і Ω -ефект, отримав в літературі назву « $\alpha\Omega$ -динамо» [9–11].

3. АСИМЕТРІЯ СОНЯЧНИХ ЦИКЛІВ

Свого часу ще Г.Г.Тернер помітив тенденцію [12], що інтенсивність непарних 11-річних циклів сонячної активності, як правило, виявляється трохи вищою, ніж інтенсивність парних циклів. Пізніше М.Н.Гневишев і А.І.Оль [13] виявили, що сонячні цикли, в яких чергується інтенсивність, групуються в пари: парний — непарний цикли (правило Гневишева–Оля). Істотну відмінність між амплітудами парних і непарних циклів (бімодальність) переконливо було підтверджено Р.М.Вільсоном [14].

Для пояснення виявленої асиметрії циклічності в роботах [4–6] запропоновано механізм, згідно з яким чергування висот сусідніх 11-річних циклів відбувається внаслідок того, що глибинне первинне полоїдальне магнітне поле Сонця проникає в область СКЗ і тим самим впливає тут на динамо-процес. Відповідно до цього підходу полоїдальне поле **B_p** в області динамо складається з суми двох компонент. Перша компонента — знаковміне полоїдальне поле **B_p^(c)**, пов'язане з динамо-процесом в конвективній зоні. Воно збуджується α -ефектом і тому змінює свій напрямок від одного 11-річного циклу до іншого. Друга компонента — первинне полоїдальне поле **B_p^(r)** променистої зони, яке має постійне спрямування і проникає із променистої зони вище в турбулізовані шари конвективної зони. Виходячи з цього, сумарне полоїдальне поле в області динамо в СКЗ має осцилювати від циклу до циклу: в одному 11-річному циклі його інтенсивність буде більшою, а в наступному за ним циклі — меншою. Внаслідок цього тороїдальне поле, яке збуджується із полоїдального поля диференціальним обертанням (Ω -ефект), має також змінювати свою інтенсивність в сусідніх циклах. Таким чином, в рамках цього підходу первинне поле бере участь в утворенні тороїдального поля в СКЗ (нарівні з динамо-полем), що і призводить до чергування інтенсивності сусідніх 11-річних циклів.

В роботі [15] показано, що реліктове магнітне поле **B_p^(r)**, проникаючи в СКЗ, істотно впливає тут на роботу $\alpha\Omega$ -динамо і призводить тим самим до радикальної перебудови батерфляй-діаграм сонячних плям. Хвилі активності з бігучих стають стоячими. Верхня оцінка величини реліктового магнітного поля, що проникає в СКЗ, отримана з порівнянь розрахованих результатів і даних спостережень, становить кілька десятків гаус.

На відміну від ідеї авторів [4–6, 15] ми вважаємо, що первинне полоїдальне магнітне поле **B_p^(r)** бере участь в генерації тороїдального поля не тільки в СКЗ, а й ще у глибших шарах — у зоні променистого перенесення енергії. Наше припущення спирається на дані геліосейсмологічних експериментів про внутрішнє обертання Сонця, згідно з якими радіальний градієнт кутової швидкості простягається глибше СКЗ у шари променистої зони [16–20]. З огляду на це, ми вважаємо, що вже в глибоких шарах променистої зони (нижче області турбулентного динамо) починає працювати глибинний Ω -ефект:

радіальне диференційне обертання діє на реліктове полоїдальне поле, час існування якого порівняний з часом життя Сонця, і тим самим генерує стаціонарне тороїдальне поле постійного з часом спрямування. Внаслідок магнітної плавучості це глибинне тороїдальне поле піднімається вгору і поступово проникає у вище розміщені шари СКЗ, де працює турбулентне динамо. Очевидно, тут додаткове тороїдальне поле повинна якось впливати на процеси перебудови магнетизму, які приводять до сонячної циклічності. Розглянемо це питання детальніше.

4. ВНУТРІШНЄ ОБЕРТАННЯ СОНЦЯ

Згідно з даними геліосейсмологічних експериментів в надрах глибше конвективної зони і тахокліну зберігається помітний радіальний градієнт кутової швидкості $\partial\Omega/\partial r$ [16–20]. На рис. 1 представлено радіальні профілі частоти внутрішнього обертання для трьох геліоширот, отримані в результаті інверсій даних геліосейсмологічних спостережень [20].

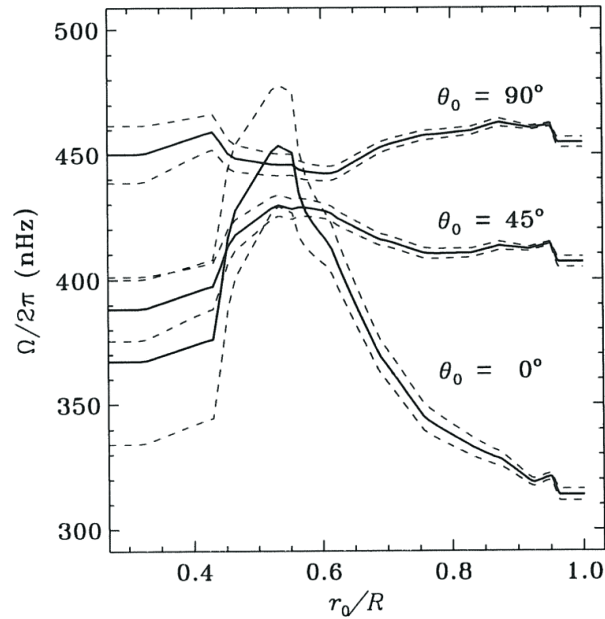


Рис. 1. Радіальні профілі швидкості внутрішнього обертання Сонця для трьох полярних кутів (коширот) θ_0 : $\Omega/2\pi$ — частота обертання в наноГерцах, r/R_\odot — відносний радіус Сонця. Рисунок взятो із роботи [20].

Видно, що характерне для сонячної поверхні *широтне диференційне обертання* $\Omega(\theta_0)$ зберігається в повному обсязі конвективної зони в діапазоні глибин $(0,7..1,0)r/R_\odot$ і зменшується до мінімального в шарі тахокліну $(0,63..0,7)r/R_\odot$ (R_\odot — радіус Сонця). Разом з тим всередині СКЗ на кожній фіксованій геліошироті величина кутової швидкості обертання суттєво змінюється вздовж радіусу r . І надзвичайно важливо, що *помітна радіальна неоднорідність кутової швидкості* $\partial\Omega(r)/\partial r$ зберігається *нижче тахокліну*, проникаючи в верхню частину стабільної променистої зони. Цей радіальний градієнт кутової швидкості $\partial\Omega/\partial r$, безсумнівно, діє на реліктове (первинне) магнітне поле, що призводитиме до перебудови глибинного магнетизму (глибинний Ω -ефект). Ми вважаємо, що первинне магнітне поле променистої зони має дипольну структуру, максимальна інтенсивність якого досягається на широтах $\pm 45^\circ$. Тому далі ми беремо до уваги радіальну зміну кутової швидкості саме на широті 45° . Як впливає з рис. 1, стрибок частоти внутрішнього обертання $\Delta\Omega/2\pi$ на цій геліошироті в діапазоні глибин $(0,3..0,7)r/R_\odot$ становить ≈ 35 нГц. Йому відповідає розрахована нами величина радіального градієнта кутової швидкості $\partial\Omega/\partial r \approx \Delta\Omega/\Delta r \approx 7 \cdot 10^{-18}$ рад/с-см. Ми вважаємо, що зазначений радіальний градієнт кутової швидкості буде впливати на первинне полоїдальне поле, збуджуючи тим самим тороїдальне поле променистої зони нижче СКЗ.

5. ЕВОЛЮЦІЯ ТОРОЇДАЛЬНОГО ПОЛЯ В ПРОМЕНИСТІЙ ЗОНІ

Зміна тороїдального поля в променистій зоні визначається рівнянням індукції [21]

$$\frac{\partial \mathbf{B}_T}{\partial t} = r \sin \theta (\mathbf{B}_r \nabla) \Omega \mathbf{i}_\varphi + \text{rot} [\mathbf{U}_B \times \mathbf{B}_T] + \nu_m \Delta \mathbf{B}_T. \quad (1)$$

Перший член в правій частині рівняння (1) описує генерацію тороїдального поля $\mathbf{B}_T = B_\varphi \mathbf{i}_\varphi$ (B_φ — азимутальна компонента поля, \mathbf{i}_φ — азимутальний одиничний вектор в сферичній системі координат) під впливом радіального градієнта кутової швидкості $\partial\Omega/\partial r$ на радіальну компоненту \mathbf{B}_r первинного полоїдального поля (вже згаданий вище глибинний Ω -ефект). Другий член рівняння відповідає за втрату магнітного потоку тороїдального поля внаслідок його магнітного спливання зі швидкістю \mathbf{U}_B , а третій

описує омичну дисипацію поля внаслідок магнітної в'язкості $\nu_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma}$ (σ — газокінетична електропровідність).

Як показав вперше ще Т.Каулінг [22], час омичного загасання реліктового магнітного поля, захопленого речовиною при формуванні Сонця, внаслідок високої провідності плазми в глибоких надрах ($\sigma \approx 3 \cdot 10^{17}$ од. СГСТ), виявляється надзвичайно великим — порівняним з еволюційним віком Сонця. Тому в подальшому ми не будемо враховувати третій член в правій частині рівняння (1) і зосередимося на розгляді процесів генерації поля в променистій зоні і його перенесення магнітною плавучістю з променистої зони в СКЗ.

З метою аналізу перебудови магнетизму в променистій зоні проведемо окремо оцінки еволюційних змін магнітного поля з часом. Швидкість наростання тороїдального поля визначається мірою глибинного диференціального обертання $G \equiv r \frac{\partial \Omega}{\partial r}$ (r — відстань від центру Сонця) і величиною первинного радіального поля B_r

$$\left| \frac{\partial B_\varphi}{\partial t} \right|_\Gamma = O(GB_r) \equiv O(\Gamma). \quad (2)$$

Тут $\Gamma \equiv GB_r = \left(r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) B_r$ — параметр генерації (інтенсивність глибинного Ω -ефекту); крім того, враховано, що $\sin \theta = O(1)$ при $\theta = 45^\circ$.

Згідно Є.Паркеру [8], будь-яке магнітне поле B променистої зони, що сконцентроване в магнітні силові трубки (МСТ), переноситься вгору в напрямку до СКЗ внаслідок магнітної плавучості. Величина швидкості підйому поля визначається виразом

$$U_B \approx u_T \left(\frac{\lambda_T}{a} \right)^2 \left(\frac{B^2}{8\pi P} \right), \quad (3)$$

де u_T — середня швидкість переносу теплової енергії вгору, λ_T — температурна шкала висот, a — поперечний радіус магнітної силової трубки, P — газовий тиск зовні МСТ. Виходячи з цього, темп (швидкість) втрати зростаючого поля B_φ з характерним масштабом L за рахунок магнітного спливання є пропорційним третьому степеню величини поля

$$\left| \frac{\partial B_\varphi}{\partial t} \right|_\gamma = O \left(\frac{U_B}{L} B_\varphi \right) \equiv O(\gamma_b B_\varphi^3). \quad (4)$$

Тут $\gamma_b = \frac{U_B}{LB_\varphi^2} \equiv \frac{u_T}{8\pi PL} \left(\frac{\lambda_T}{a} \right)^2$ — параметр втрати магнітного потоку внаслідок плавучості.

Якщо скористатися оцінками (2) і (4), то рівняння індукції (1) можна переписати (з урахуванням знаків зміни магнітного поля) в наступному спрощеному вигляді:

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} \approx \Gamma - \gamma_b B_\varphi^3. \quad (5)$$

Із умови стаціонарності $\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = 0$, коли глибинний Ω -ефект компенсує втрати поля, зумовлені магнітною плавучістю, отримуємо формулу для оцінки максимальної величини тороїдального магнітного поля, яке протягом тривалого часу може утримуватися в променистій зоні

$$\max |B_\varphi| \equiv B_\varphi^0 = O \left(\left[\frac{\Gamma}{\gamma_b} \right]^{1/3} \right) = O \left(GB_r \left[\frac{8\pi PL}{u_T} \left(\frac{a}{\lambda_T} \right)^2 \right]^{1/3} \right). \quad (6)$$

Видно, що саме магнітна плавучість (параметр γ_b) обмежує інтенсивність збуджуваного поля (параметр Γ) на стаціонарному рівні B_φ^0 . Характерний час досягнення цього значення становить

$$\tau_0 \approx \frac{B_\varphi^0}{\Gamma} = \left(\frac{1}{\gamma_b \Gamma^2} \right)^{1/3}. \quad (7)$$

При досить потужному джерелі генерації ($\Gamma > \gamma_b$) поля, які більші стаціонарних значень, виносяться на поверхню. Характерний час спливання тороїдального поля з певної глибини в променистій зоні вгору до нижньої основи конвективної зони можна оцінити виразом

$$\tau_B \approx \frac{d}{U_B} = \frac{8\pi P d}{u_T B^2} \left(\frac{\lambda_T}{a} \right)^2, \quad (8)$$

де $d = r_{\text{пр}} - r_{\text{СКЗ}}$ ($r_{\text{пр}}$ — сонячний радіус, що відповідає глибині в променистій зоні, з якої розпочинається спливання поля; $r_{\text{СКЗ}}$ — радіус нижньої основи СКЗ).

Зауважимо наступне. Хоча при аналізі рівняння (1) ми не брали до уваги третій член в правій частині, в дійсності на часових масштабах в мільярди років магнітні поля B_φ^0 все ж таки будуть повільно змінюватися з часом внаслідок омичних втрат, викликаних звичайною газокінетичною електропровідністю. Тому в подальшому магнітні поля B_φ^0 ми будемо називати квазістаціонарними.

Таблиця 1. Параметри перебудови тороїдального магнітного поля в променистій зоні Сонця в результаті глибинного Ω -ефекту і втрати магнітного потоку із-за плавучості. Фізичні параметри (P і u_T) взято із стандартної моделі Сонця [23]. Величину радіального градієнту кутової швидкості $\partial\Omega/\partial r \approx \Delta\Omega/\Delta r \approx 7 \cdot 10^{-18}$ рад/с·см розраховано нами на підставі даних геліосейсмологічних експериментів [20]. Для величини радіальної компоненти B_r поліоїдального поля при розрахунках параметра $\Gamma \equiv GB_r$ було використано згідно [24, 25] три значення: 0,1 Гс, 1 Гс і 10 Гс.

r/R_\odot	r , см	P , дин/см ²	u_T , см/с	$G = r \frac{\partial\Omega}{\partial r}$, рад/с	$\Gamma \equiv GB_r$, Гс/с	γ_b , (Гс ² ·с) ⁻¹	B_φ^0 , Гс	u_b , см/с	τ_0 , роки	τ_b , роки
0,3	$2,1 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$ $1,5 \cdot 10^{-7}$ $1,5 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-31}$	$5 \cdot 10^7$ $1 \cdot 10^8$ $2 \cdot 10^8$	$2,0 \cdot 10^{-6}$ $9,4 \cdot 10^{-6}$ $4,5 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^8$ $2 \cdot 10^7$ $5 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^8$ $9 \cdot 10^7$ $2 \cdot 10^7$
0,4	$2,8 \cdot 10^{10}$	$3,0 \cdot 10^{15}$	$4,0 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^{-8}$ $2,0 \cdot 10^{-7}$ $2,0 \cdot 10^{-6}$	$7,5 \cdot 10^{-31}$	$3 \cdot 10^7$ $6 \cdot 10^7$ $1 \cdot 10^8$	$4,8 \cdot 10^{-6}$ $2,2 \cdot 10^{-5}$ $9,0 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^7$ $1 \cdot 10^7$ $2 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^8$ $3 \cdot 10^7$ $7 \cdot 10^6$
0,5	$3,5 \cdot 10^{10}$	$8,1 \cdot 10^{14}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$2,5 \cdot 10^{-8}$ $2,5 \cdot 10^{-7}$ $2,5 \cdot 10^{-6}$	$2,1 \cdot 10^{-30}$	$2 \cdot 10^7$ $4 \cdot 10^7$ $7 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^{-5}$ $5,4 \cdot 10^{-5}$ $2,4 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^7$ $4 \cdot 10^6$ $9 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^7$ $8 \cdot 10^6$ $2 \cdot 10^6$
0,6	$4,2 \cdot 10^{10}$	$2,0 \cdot 10^{14}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-7}$	$2,9 \cdot 10^{-8}$ $2,9 \cdot 10^{-7}$ $2,9 \cdot 10^{-6}$	$4,2 \cdot 10^{-29}$	$1 \cdot 10^7$ $2 \cdot 10^7$ $4 \cdot 10^7$	$2,3 \cdot 10^{-5}$ $1,1 \cdot 10^{-4}$ $5,0 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^7$ $2 \cdot 10^6$ $4 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^7$ $2 \cdot 10^6$ $4 \cdot 10^5$
0,7	$4,9 \cdot 10^{10}$	$5,1 \cdot 10^{13}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-7}$	$3,4 \cdot 10^{-8}$ $3,4 \cdot 10^{-7}$ $3,4 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-28}$	$5 \cdot 10^6$ $1 \cdot 10^7$ $3 \cdot 10^7$	$4,6 \cdot 10^{-5}$ $2,3 \cdot 10^{-4}$ $9,8 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^6$ $1 \cdot 10^6$ $2 \cdot 10^5$	

6. РОЗРАХУНКИ ПАРАМЕТРІВ ПЕРЕБУДОВИ МАГНЕТИЗМУ

Перейдемо до чисельного аналізу еволюції глибинного магнетизму Сонця з урахуванням розрахованої нами величини радіального градієнту кутової швидкості ($\partial\Omega/\partial r \approx \Delta\Omega/\Delta r \approx 7 \cdot 10^{-18}$ рад/с·см) на підставі даних геліосейсмологічних експериментів і розглянутих вище ефектів збудження і втрати магнітного потоку тороїдального поля. Необхідні для розрахунків фізичні параметри (P і u_T) візьмемо із стандартної моделі Сонця [23]. Згідно [24, 25], величина радіальної компоненти B_r поліоїдального поля в променистій зоні лежить в діапазоні 0,1...10 Гс. Для оцінок використано три значення B_r : 0,1 Гс, 1 Гс і 10 Гс. Слідуючи Паркеру [8], ми розглянули оптимальний варіант перебудови магнетизму, коли характерний масштаб зміни магнітного поля L і температурна шкала висот λ_T дорівнюють поперечному радіусу a магнітної силової трубки, величина якого приймається рівною $0,1R_\odot = 7 \cdot 10^{10}$ см. Результати розрахунків параметрів перебудови магнетизму наведено в табл. 1. Видно, що в результаті глибинного Ω -ефекту в променистій зоні може збуджуватися квазістаціонарне тороїдальне магнітне поле B_φ^0 , потужність якого змінюється (в залежності від прийнятого значення радіального поля $B_r = 0,1...10$ Гс) в діапазоні величин від $5 \cdot 10^7...2 \cdot 10^8$ Гс поблизу ядра Сонця ($r/R_\odot = 0,3$) до $5 \cdot 10^6...2 \cdot 10^7$ Гс на вершині стійкої ділянки, розміщеної безпосередньо під нижньою основою СКЗ ($r/R_\odot = 0,7$). Остання оцінка узгоджується за порядком величини з визначенням тороїдального магнітного поля на межі променистої зони і СКЗ із розшифровки даних геліосейсмологічних експериментів [26, 27], а також з теоретичними розрахунками в рамках дифузних моделей сонячного циклу [28, 29]. Характерний час τ_0 досягнення зазначених величин полів згідно оцінок за виразом (7) змінюється відповідно в діапазоні від $1 \cdot 10^8...5 \cdot 10^6$ років до $5 \cdot 10^6...2 \cdot 10^5$ років. Отримані нами інтервали часу τ_0 виходу процесу збудження глибинних полів на стаціонарний рівень (коли досягаються значення B_φ^0 порядку кілька мегагаус) узгоджуються за порядком величини з оцінками τ_0 в рамках дифузійної моделі [28]. Тороїдальні поля, величина яких переважає регулярні значення B_φ^0 , внаслідок магнітної плавучості поступово виштовхуються із променистої зони (де відсутня конвекція) у турбулізовані шари СКЗ, де працює механізм $\alpha\Omega$ -динамо. Розрахунки за виразом (8) часу τ_b виносу магнітних полів із надр Сонця до нижньої основи СКЗ ($r/R_\odot = 0,7$) дають такі оцінки: $4 \cdot 10^8...2 \cdot 10^6$ років при спливанні поля з глибини $r/R_\odot = 0,3$ ($d = 0,4R_\odot$) і $1 \cdot 10^7...4 \cdot 10^5$ років при спливанні з глибини $r/R_\odot = 0,6$ ($d = 0,1R_\odot$). Щодо наших оцінок, то видно, що характерний час τ_0 досягнення величини поля B_φ^0 завдяки глибинному Ω -ефекту коротший від часу τ_b виносу поля із променистої зони в СКЗ внаслідок магнітної плавучості. Тому в променистій зоні впродовж тривалого часу може підтримуватися регулярне поле постійного спрямування B_φ^0 , незважаючи на постійну втрату магнітного потоку через плавучість.

7. ЧЕРГУВАННЯ АМПЛІТУДИ СОНЯЧНИХ МАГНІТНИХ ЦИКЛІВ

Внаслідок магнітної плавучості глибинне тороїдальне поле, що збуджується глибинним Ω -ефектом в променистій зоні, переноситься догори і поступово проникає у турбулізовані шари СКЗ, де працює турбулентне динамо. Зважаючи на це, сумарне тороїдальне (азимутальне) магнітне поле B_φ в СКЗ скла-

дається з двох компонент: циклічної $B_{\varphi}^c(t)$, що змінюється з часом, і квазістаціонарної (регулярної) B_{φ}^0 :

$$B_{\varphi}(t) = B_{\varphi}^c(t) + B_{\varphi}^0. \quad (9)$$

Перша магнітна компонента $B_{\varphi}^c(t)$, що збуджується процесом $\alpha\Omega$ -динамо, змінює свій напрям (полярність) з періодом 11 років, зумовлюючи тим самим спостережену циклічність сонячної активності [30–32]. Водночас друга додаткова компонента постійного спрямування B_{φ}^0 , яка внаслідок магнітного спливання проникає в СКЗ знизу із променистої зони, відіграє тут роль джерела стабільного магнітного «підживлення», що впливає на потужність сумарного магнітного потоку тороїдального поля. В певному циклі, коли напрями двох магнітних компонент співпадають, сумарний магнітний потік буде більш потужним, ніж в суміжних поряд циклах, в яких напрями цих двох компонент є протилежними. Спливаючи на сонячну поверхню, сумарне тороїдальне поле, для якого характерні зазначені циклічні варіації величини потужності, буде викликати відповідні варіації інтенсивності плямоутворення, що зрештою повинно приводити до спостереженого чергування амплітуди сусідніх (парного і непарного) циклів сонячної активності.

8. ВИСНОВОК

Запропоновано сценарій, що пояснює спостережене явище чергування амплітуди сусідніх 11-річних циклів сонячної активності. Показано, що помітний радіальний градієнт кутової швидкості в променистій зоні (розрахований нами на підставі даних геліосейсмологічних експериментів), діючи на слабе реліктове радіальне магнітне поле, генерує потужне глибинне тороїдальне магнітне поле постійного спрямування (глибинний Ω -ефект променистої зони). Внаслідок магнітного спливання це поле поступово проникає знизу в турбулізовані шари СКЗ, де працює механізм $\alpha\Omega$ -динамо, відповідальний за 11-річну циклічність сонячної активності. Неперервне «підживлення» магнітного потоку в СКЗ за рахунок спливаючого знизу додаткового тороїдального потоку приводить до варіацій потужності сумарного тороїдального поля в суміжних циклах. Останнє, спливаючи на сонячну поверхню, викликає спостережене чергування амплітуди сусідніх сонячних 11-річних циклів активності.

Це дослідження було профінансовано Київським національним університетом імені Тараса Шевченка, держбюджетна тема № 19БФ023-03.

1. Волошин М.Б., Высоцкий М.И., Окунь Л.Б. Электродинамика нейтрино и возможные следствия для солнечных нейтрино // ЖЭТФ. — 1986. — Т. 91. — С.754–765.
2. Лихачев Г.Г., Студеникин А.И. Осцилляции нейтрино в магнитном поле Солнца, сверхновых и нейтронных звезд // ЖЭТФ. — 1995. — Т. 108. — С.769–782.
3. Дворников М.С. Сильные магнитные поля в физике нейтрино, космологии и астрофизике: диссертация на соискание ученой степени докт. физ.-мат. наук. — М.: ИЗМИРАН, 2017. — 254 с.
4. Пудовкин М.И., Беневоленская Е.Е. Квазистационарное первичное магнитное поле Солнца и вариации интенсивности солнечного цикла // Письма в Астрон журн. — 1982. — Т. 8, № 8. — С.506–509.
5. Пудовкин М.И., Беневоленская Е.Е. Моделирование 22-летнего цикла солнечной активности в рамках теории динамо с учетом первичного поля // Астрон журн. — 1984. — Т. 61, № 4. — С.783–788.
6. Boyer D.W., Levy E.H. Oscillating dynamo magnetic field in the presence of the external nondynamo field. The influence of a solar primordial field // Astrophys. J. — 1984. — Vol. 277, No. 2. — P.848–861. <https://doi.org/10.1086/161755>
7. Fan Y. Magnetic fields in the solar convection zone // Living Rev. Solar Phys. — 2009. — Vol. 6, No. 4. — P.1–96. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2009-4>
8. Parker E.N. Cosmical Magnetic Fields. — Oxford: Clarendon Press, 1979.
9. Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рuzмайкин А.А. Турбулентное динамо в астрофизике. — М.: Наука, 1980. — 352 с.
10. Krause F., Rädler K.-H. Mean Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory. — Oxford: Pergamon Press, Ltd., 1980. — 271 p.
11. Zeldovich Ya.B., Ruzmaikin A.A., Sokoloff D.D. Magnetic Fields in Astrophysics. — New York: Gordon and Breach, 1983. — 381 p.
12. Turner H.H. Note on the alternation of the eleven-year solar cycle // MNRAS. — 1925. — Vol. 85. — P.467–471. <https://doi.org/10.1093/mnras/85.5.467>
13. Гневашев М.Н., Оль А.И. О 22-летнем цикле солнечной активности // Астрон. журн. — 1948. — Т. 25, № 1. — С.18–20.
14. Wilson R.M. Bimodality and the Hale cycle // Solar Phys. — 1988. — Vol. 117, No. 2. — P.269–278. <https://doi.org/10.1007/bf00147248>
15. Тарбеева С.М., Семикоз В.Б., Соколов Д.Д. Магнитное поле в зоне лучистого переноса и цикл солнечной активности // Астрон. журн. — 2011. — Т. 88, № 5. — С.496–502.

16. Gavryuseva E.A., Gavryusev V.G., di Mauro M.P. Internal rotation of the Sun as inferred from GONG observations // *Astron. Letters*. — 2000. — Vol. 26, No. 4. — P.261–267.
<https://doi.org/10.1134/1.20390>
17. Hanasoge S., Miesch M.S., Roth M., Schou J., Schüssler M., Thompson M.J. Solar dynamics, rotation, convection and overshoot // *Space Sci. Rev.* — 2015. — Vol. 196, Iss. 1–4. — P.79–99.
<https://doi.org/10.1007/s11214-015-0144-0>
18. Schou J., Christensen-Dalsgaard J., Thompson M.J. The resolving power of current helioseismic inversions for the Sun's // *Astrophys. J.* — 1992. — Vol. 385. — P.L59–L62. <https://doi.org/10.1086/186277>
19. Schou J., Antia H.M., Basu S., et al. Helioseismic studies of differential rotation in the solar envelope by the Solar Oscillations Investigation using the Michelson Doppler Imager // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 505. — P.390–417. <https://doi.org/10.1086/306146>
20. Howe R. Solar interior rotation and its variation // *Living Rev. Solar Phys.* — 2009. — Vol. 6. — P.1–75.
<https://doi.org/10.12942/lrsp-2009-1>
21. 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>
22. Cowling T.G. Solar Electrodynamics // In: *The Sun*, ed. G.P. Kuiper. — Chicago: The University of Chicago Press, 1953. — 532 p.
23. Guenther D.B., Demarque P., Kim Y.-C., Pinsonneault M.H. Standard solar model // *Astrophys. J.* — 1992. — Vol. 387. — P.372–393. <https://doi.org/10.1086/171090>
24. Stenflo J.O. Cycle patterns of the axisymmetric magnetic field // In: *Solar Surface Magnetism*, eds. R.J. Rutten and C.J. Shrijver. — Dordrech: Kluwer Academic Publishers, 1994. — 365 p.
https://doi.org/10.1007/978-94-011-1188-1_31
25. Dudorov A.E., Krivodubskij V.N., Ruzmaikina T.V., Ruzmaikin A.A. The internal large-scale magnetic field of the Sun // *Soviet Astronomy*. — 1989. — Vol. 33, No. 4. — P.420–426.
26. Dziembowski W.A., Goode P.R. The toroidal magnetic field inside the Sun // *Astrophys. J.* — 1989. — Vol. 347. — P.540–550. <https://doi.org/10.1086/168144>
27. Antia H.M., Chitre S.M., Thompson M.J. On variation of the latitudinal structure of the solar convection zone // *Astron. Astrophys.* — 2003. — Vol. 399. — P.329–336.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021760>
28. Hiremath K.M., Gokhale M.H. “Steady” and “fluctuating” parts of the Sun's internal magnetic field: improved model // *Astrophys. J.* — 1995. — 448. — P.437–443.
29. Соловьев А.А., Киричек Е.А. Диффузная теория солнечного магнитного цикла. — Элиста — Санкт-Петербург: Изд-во Калмыцкого ГУ, 2004. — 182 с.
30. Монин А.С. Солнечный цикл. — Ленинград: Гидрометеиздат, 1980. — 68 с.
31. Krivodubskij V.N. The structure of the global solar magnetic field excited by the turbulent dynamo mechanism // *Astronomy Reports*. — 2001. — Vol. 45, No. 9. — P.738–745.
<https://doi.org/10.1134/1.1398923>
32. Kryvodubskiy V.N. Dynamo parameters of the solar convection zone // *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. — 2006. — Vol. 22, No. 1. — P.1–20.

Генерация тороидального магнитного поля в лучистой зоне Солнца и чередование амплитуды соседних магнитных циклов

Криводубский В.Н.

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

Анализируются процессы перестройки глубинного тороидального магнитного поля, которое возбуждается радиальным дифференциальным вращением в стабильной лучистой зоне, заполненной первичным (реликтовым) полоидальным магнитным полем. Согласно данным гелиосейсмологических экспериментов о внутреннем вращении Солнца, радиальный градиент угловой скорости охватывает слои лучистой зоны глубже, чем солнечная конвективная зона (СКЗ). Мы полагаем, что этот радиальный градиент угловой скорости действует на первичное полоидальное поле диплоидного типа и, таким образом, возбуждает тороидальное поле (Ω -эффект) с постоянным во времени направлением, которое будет выталкиваться из зоны генерации из-за магнитной плавучести. Из условия стационарности, когда Ω -эффект компенсирует потери поля, вызванные магнитной плавучестью, мы вывели формулу для оценки максимального значения стационарного тороидального поля, которое можно поддерживать в излучающей зоне в течение длительного времени. Если принять во внимание интенсивность реликтового радиального поля в лучистой зоне $B_r \approx 0,1 \dots 10$ Гс, то определенный из гелиосейсмологических измерений радиальный градиент угловой скорости ($\partial\Omega/\partial r \approx 7 \cdot 10^{-18}$ рад/с·см) способен генерировать достаточно сильное глубинное тороидальное магнитное поле $B_T \approx 10^6 \dots 10^8$ Гс. Тороидальные поля, величина которых превышает эти установившиеся значения, постепенно удаляются из лучистой зоны из-за магнитной плавучести в верхние слои SCZ, где работает механизм $\alpha\Omega$ -динамо. Ввиду этого суммарное тороидальное поле в СКЗ будет состоять из двух компонент: переменной и стационарной. Первая

магнитная компонента возбуждается динамо-процессом и поэтому меняет свое направление (полярность) с периодом в 11 лет. В то же время вторая компонента постоянной ориентации, проникающая в СКЗ снизу (из лучистой зоны), не может быть причиной цикличности. Однако эта компонента будет влиять на амплитуду соседних циклов солнечной активности. В одном цикле суммарное тороидальное поле, когда направления двух компонент поля совпадают, будет иметь большую интенсивность, чем в соседнем цикле, когда направления этих компонент противоположные. Поскольку интенсивность образования солнечных пятен определяется всплыванием на солнечную поверхность суммарного тороидального поля, это должно в конечном итоге привести к наблюдаемому чередованию амплитуд соседних 11-летних циклов солнечной активности.

Ключевые слова: Солнце; лучистая зона; реликтовое магнитное поле; гелиосейсмологические эксперименты; внутреннее вращение; магнитная плавучесть; конвективная зона; турбулентное динамо; 11-летний цикл солнечной активности.

Generation of the toroidal magnetic field in the radiant zone of the Sun and alternation of the amplitude of the neighboring magnetic cycles

Krivodubskij V.N.

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

The processes of restructuring of the deep toroidal magnetic field, which is excited by radial differential rotation in a stable radiant zone filled with the primary (relic) poloidal magnetic field, are analyzed. According to the data of helioseismological experiments on the internal rotation of the Sun, the radial angular velocity gradient covers layers of the ray zone deeper than the solar convective zone (SCZ). We believe that this radial angular velocity gradient acts on the primary diploid type poloidal field and thus excites a toroidal field (Ω -effect) of a time-constant direction, which will be pushed out of the generation zone due to magnetic buoyancy. From the steady state condition, when the Ω -effect compensates for the field losses caused by magnetic buoyancy, we derived a formula for estimating the maximum value of a stationary toroidal field, which can be maintained in the radiating zone for a long time. Taking into account the intensity of the relict radial field in the radiant zone $B_r \approx 0,1 \dots 10$ G, the radial angular velocity gradient ($\partial\Omega/\partial r \approx 7 \cdot 10^{-18}$ rad/s·cm) determined from helioseismological measurements is capable of generating a sufficiently strong deep toroidal magnetic field $B_T \approx 10^6 \dots 10^8$ G. Toroidal fields, the magnitude of which outweighs these steady-state values, are gradually removed from the radiant zone due to magnetic buoyancy into the higher layers of the SCZ where the $\alpha\Omega$ -dynamo mechanism operates. In view of this, the total toroidal field in the SCZ will consist of two components: variable and stationary. The first magnetic component is excited by the dynamo process and so it changes its direction (polarity) with a period of 11 years. At the same time, the second component of permanent orientation, which penetrates into the SCZ from below (from the radiant zone), cannot be the cause of cyclicity. However, it will be affect the amplitude of neighboring cycles of solar activity. In one cycle, the total toroidal field, when the directions of the two components of the field coincide, will have a greater intensity than in the neighboring cycle, when the directions of these components are opposite. Since the intensity of the sunspots formation is determined by the floating up to the solar surface of the total toroidal field, this should ultimately lead to the observed alternation of the amplitude of the neighboring 11-year cycles of solar activity.

Keywords: Sun; radiant zone; relic magnetic field; helioseismological experiments; inner rotation of the Sun; magnetic buoyancy; convective zone; turbulent dynamo; 11-year cycle of solar activity.

Надійшла до редакції / Received	31.10.2019
Виправлена авторами / Revised	29.11.2019
Прийнята до друку / Accepted	4.12.2019