

## ГЕНЕРАЦІЯ ГЛОБАЛЬНОГО ГЕЛІОМАГНЕТНОГО ПОЛЯ

В. Криводубський

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Астрономічна обсерваторія  
вул. Обсерваторна, 3, Київ, 04053, Україна

(Отримано 22 липня 2002 р.; в остаточному вигляді — 12 серпня 2002 р.)

Викладено концепцію збудження глобального геліомагнетного поля механізмом динамо, який ґрунтується на спільній дії в сонячній конвективній зоні спіральної турбулентності ( $\alpha$ -ефект) і диференційного обертання ( $\Omega$ -ефект). Показано, що з урахуванням нелінійності (магнетного пригнічення спіральності) й останніх геліосейсмічних вимірювань внутрішнього обертання Сонця (поблизу епохи максимуму 23-го циклу) цей механізм у приєкваторіальному домені швидкого обертання в глибинних шарах збуджує насамперед дипольну моду полоїдального поля, тоді як у біляполярних доменах повільного обертання умови сприятливіші для генерації квадрупольної. Північно-південна асиметрія сумарного полоїдального поля дозволяє пояснити спостережену поблизу максимумів сонячних циклів магнетну аномалію (“монопольність”) полярних полів. Альфа-квенчінг (магнетне пригнічення) сприяє ростові періоду динамо-циклу. Розрахований у нелінійному наближенні із залученням новітніх геліосейсмічних даних динамо-період продовжується до семи років, тоді як його оцінки в кінематичному наближенні давали величину близько одного року.

**Ключові слова:** геліомагнетне поле, конвективна зона, спіральна турбулентність, диференційне обертання, геліосейсмологія, дипольна і квадрупольна моди магнетного поля, період динамо-хвилі.

PACS number(s): 90.60.-j, 90.60.Nv, 90.60.Ly

На основі аналізу даних спостережень поверхневих великомасштабних магнетних структур дослідники сонячного магнетизму висунули припущення про існування глобального геліомагнетного поля, що змінює свою полярність із періодом циклу [1–3]. Згідно з сучасними уявленнями геліомагнетне поле  $\mathbf{V}$  складається з двох компонент, які всередині Сонця можна подати через однозначні неперервні диференційовані скалярні функції  $T$  і  $S$  [4,5]. Перша компонента — слабка (1–2 Гс) полоїдальне (меридіональне) поле

$$\mathbf{V}_P = \text{rot rot}(\mathbf{r}S) = -\text{rot}(\mathbf{r} \times \nabla S) = B_r \mathbf{i}_r + B_\theta \mathbf{i}_\theta. \quad (1)$$

Силкові лінії  $\mathbf{V}_P$  витягнуті вздовж меридіанів і розташовані головним чином у полярних регіонах. Друга складова — сховане в сонячних глибинах сильне (100–200 Гс) тороїдальне (азимутальне) поле

$$\mathbf{V}_T = \text{rot}(\mathbf{r}T) = -(\mathbf{r} \times \nabla T) = B_\varphi \mathbf{i}_\varphi, \quad (2)$$

яке спрямоване вздовж паралелей Сонця й зосереджене обабіч екватора, в основному, на середніх та низьких широтах. Тут  $B_r$ ,  $B_\theta$  і  $B_\varphi$  — відповідно радіальна, полярна (широтна) й азимутальна компоненти геліомагнетного поля у сферичній системі координат  $(r, \theta, \varphi)$ , початок якої знаходиться в центрі сонячної сфери з радіусом  $R$ , а полярна вісь спрямована вздовж осі обертання,  $r$  — відстань від центра Сонця,  $\mathbf{i}_r$ ,  $\mathbf{i}_\theta$  і  $\mathbf{i}_\varphi$  — одиночні радіальний, полярний і азимутальний вектори. Геліоширота  $\theta^*$ , якою користуються спостерігачі, становить  $90^\circ - \theta$ . Полоїдальну компоненту поля при математичних викладках доцільно подати виразом  $\mathbf{V}_P = \text{rot } \mathbf{A}$ , де  $\mathbf{A} = A \mathbf{i}_\varphi$  —

тороїдальний векторний потенціал.

Уважається, що тороїдальна компонента, прориваючись на сонячну поверхню завдяки магнетній плавучості, визначає інтенсивність плямоутворення, тоді як прояви на сонячній поверхні полоїдальної компоненти, очевидно, характеризують фонові та, зокрема, полярні магнетні поля. Фоновими називають не пов'язані з активними регіонами слабкі магнетні поля (N- і S-полярностей), що займають близько 80% поверхні Сонця. Кожний сонячний цикл характеризується сталою полярністю тороїдального поля, їх зміни відповідають оберненню цієї полярності, а повний магнетний цикл містить у собі два сусідні цикли сонячних плям, тобто становить 22 роки. Навколополярне поле також змінюється з періодом близько 22 років, досягаючи максимальних значень у періоди мінімумів активності плям (інтенсивності тороїдального поля), і змінює знак приблизно під час максимуму сонячних плям. Тобто зміни в часі полоїдального й тороїдального полів перебувають у протифазі [5,6]. Виникає питання про механізми збудження цих полів.

Сонячний глобальний магнетизм підтримується електрострумами, зосередженими всередині високопровідної плазмової сфери  $r \leq R$ . Зовні сонячної сфери  $r > R$  в умовах вакууму електроструми не можуть циркулювати ( $\text{rot } \mathbf{V} = 0$ ), тому тут локалізована безструмова (потенціальна) частина геліомагнетного поля  $\mathbf{V} = \nabla U$ . Скалярна функція  $U$  є розв'язком рівняння Лапласа  $\Delta U = 0$ , оскільки  $\text{div } \mathbf{V} = 0$ .

Згідно з рівняннями, що описують поведінку магнетного поля в зовнішньому просторі ( $\text{rot } \mathbf{V} = 0$ ,  $\text{div } \mathbf{V} = 0$ ), і крайовою умовою про відсутність скачка магнетної індукції на поверхні електропровідної ді-

лянки  $[\mathbf{B}] = 0$ , тороїдальне поле  $\mathbf{V}_T$  перетворюється в нуль на поверхні сонячної сфери й залишається таким за її межами:  $\mathbf{V}_T = 0$  при  $r \geq R$ . Внутрішнє ж полоїдальне поле  $\mathbf{V}_P$  на цій поверхні має зшиватися із зовнішнім ( $r > R$ ) вакуумним безструмовим полем.

Система внутрішніх струмів збуджується механічними рухами високопровідної плазми в сонячній конвективній зоні (СКЗ). Надзвичайно важливо, що поле швидкостей в СКЗ природно розділене на великомасштабну  $\mathbf{V}$  (з характерним розміром  $L$ ) і маломасштабну  $\mathbf{v}$  (з характерним масштабом  $l \ll L$ ) складові. Регулярне (великомасштабне) поле швидкості  $\mathbf{V}$ , подібно до магнетного поля  $\mathbf{B}$ , можна подати як суму осесиметричного азимутального поля швидкості, яке описує обертання (тороїдальна компонента  $\mathbf{V}_T$ ), і меридіональної циркуляції (полоїдальна компонента  $\mathbf{V}_P$ ):

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_T + \mathbf{V}_P, \quad \mathbf{V}_T = V_\varphi \mathbf{i}_\varphi, \quad \mathbf{V}_P = V_r \mathbf{i}_r + V_\theta \mathbf{i}_\theta, \quad (3)$$

( $V_\varphi$ ,  $V_r$  і  $V_\theta$  — азимутальна, радіальна й полярна (широтна) компоненти швидкості). Маломасштабна швидкість  $\mathbf{v}$  характеризує турбулізовані конвективні рухи в СКЗ, наочним проявом яких є грануляція на сонячній поверхні.

Спостережені закономірності сонячного магнетизму засвідчили, що тороїдальне й полоїдальне поля пов'язані одне з одним і, зумовлюючи варіації сонячної активності, напевне, генеруються одним фізичним механізмом, а сам процес генерації має коливальний (періодичний) характер [4–7]. Найбільшого поширення серед дослідників набули уявлення, що спусковим механізмом сонячного циклу є магнетне турбулентне динамо. Роль “динамо-машини” відіграє СКЗ (товщиною  $\approx 200$  тис. км), у якій у результаті взаємодії обертання й конвекції створюється специфічна комбінація диференційного обертання та дзеркально несиметричної (спіральної) турбулізованої конвекції. Унаслідок анізотропії конвекції обертання стає неоднорідним (диференційним), тоді як під впливом обертання (коріолісової сили) турбулізовані конвективні рухи в підфотосферних шарах набувають спірального характеру.

Умова виникнення спіральності в турбулентному полі швидкостей  $\mathbf{v}$  полягає в тому, що усереднене (за масштабами, що значно перевищують характерні розміри турбулентних пульсацій  $l$ ) значення кореляції  $\langle \mathbf{v} \cdot \text{rot} \mathbf{v} \rangle$  повинно відрізнятися від нуля і на великих відстанях мати якийсь певний знак. Добуток  $\langle \mathbf{v} \cdot \text{rot} \mathbf{v} \rangle \neq 0$  в тому випадку, коли зі швидкістю  $\mathbf{v}$  пов'язаний рух навколо напрямку  $\mathbf{v}$ . Це означає, що турбулентність повинна мати переважно гвинтове закручування, яке описується параметром спіральності турбулентних рухів [4,6]:

$$\begin{aligned} \alpha &\cong -\frac{\tau}{3} \langle \mathbf{v} \cdot \text{rot} \mathbf{v} \rangle \cong -\frac{2}{3} \Omega l^2 \nabla \ln(\rho v) \\ &= -\frac{2}{3} \Omega l^2 \left( \frac{\nabla \rho}{\rho} + \frac{\nabla v}{v} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

де  $\tau \cong l/v$  і  $l$  — відповідно характерний час і середня довжина змішування турбулентних флуктуацій,  $v = \langle \mathbf{v}^2 \rangle^{1/2}$  — середньоквадратична турбулентна швидкість,  $\Omega$  — кутова швидкість,  $\rho$  — густина речовини,  $\nabla \equiv \partial/\partial r$  — радіальний градієнт. Із виразу (4) видно, що спіральність певного знака виникає в турбулентному середовищі, яке обертається, за наявності градієнта густини речовини  $\rho$  і/або градієнта середньоквадратичної турбулентної швидкості  $v$  (у загальному випадку, за наявності градієнта густини потоку  $\nabla \ln(\rho v)$ ). Саме такі сприятливі умови для спіральності створюються в СКЗ, де існують сильні вертикальні градієнти густини плазми й інтенсивності турбулентних пульсацій.

У принципі не було особливих труднощів з пошуком механізму збудження тороїдального поля. Диференційне обертання  $\Omega(r, \theta)$  в умовах замороженості магнетного поля в сонячну плазму захоплює й закручує силові лінії полоїдального поля  $\mathbf{B}_P$ , генеруючи таким чином тороїдальне поле  $\mathbf{B}_T$  ( $\Omega$ -ефект) у певному циклі [5]:

$$\partial \mathbf{B}_T / \partial t = \text{rot} (\mathbf{V}_T \times \mathbf{B}_P). \quad (5)$$

Каменем спотикання для дослідників тривалий час залишалася проблема, як відтворити в наступному циклі полоїдальне поле протилежного спрямування щодо його орієнтації в попередньому циклі. Проблема вдалося розв'язати після побудови теорії усередненого магнетного поля й залучення до розгляду *усередненої* спіральної турбулентності [4, 8, 9]. Для опису впливу турбулентності на електропровідні властивості середовища здійснювалася процедура усереднення (згладження) всіх фізичних параметрів плазми на сфері радіуса  $a$ , що задовольняє умову  $l \ll a \ll L$ . Виявилось, що усереднена турбулентність, у супереч загально поширеному переконанню, не завжди руйнує великомасштабні структури, а за певних умов може їх створювати. Вплив фактора усередненої спіральної турбулентності проявляється у виникненні додаткової “турбулентної” е. р. с.

$$\varepsilon_{\text{gen}} = \alpha \mathbf{B} / c, \quad (6)$$

паралельної чи антипаралельної (залежно від знака параметра  $\alpha$ ) до напрямку усередненого (глобального) поля  $\mathbf{B}$ . Можливість збудження такої е. р. с. рязує суперечить звичній картині в класичній електродинаміці, коли індукована е. р. с.  $(\mathbf{V} \times \mathbf{B})/c$  завжди перпендикулярна до напрямку магнетного поля. За введеним коефіцієнтом пропорційності  $\alpha$  у виразі (6) виникнення усередненої турбулентної е. р. с. Штеєнбек і Краузе [8] назвали “ $\alpha$ -ефектом”. Асиметричність поля швидкостей спіральної турбулентності дозволила обійти обмеження антидинамотеорема Каулінґа [10] щодо збудження магнетизму рухами плазми (неможливість збудження стаціонарного осесиметричного поля симетричними рухами).

Отже, спіральна турбулентність приводить до появи додаткової е.р.с.  $\varepsilon_{\text{gen}}$  у виразі закону Ома для усередненої густини струму  $\mathbf{j}$  і відповідно додаткового генераційного члена  $c \cdot \text{rot } \varepsilon_{\text{gen}} = \text{rot}(\alpha \mathbf{V})$  у рівнянні індукції глобального поля  $\mathbf{V}$ . При досить інтенсивній спіральності  $\alpha$ -ефект збуджує магнетні поля, які можуть протистояти омичним виснаженням, відкриваючи таким чином прямий шлях до пояснення походження космічних магнетних полів. І саме  $\alpha$ -ефект дозволяє здійснити зворотний зв'язок компонент геліомагнетного поля і досить просто замкнути сонячний динамо-цикл, оскільки усереднена турбулентна спіральність  $\alpha$ , діючи на тороїдалне поле  $\mathbf{V}_T$ , збуджує азимутальну е.р.с.  $\varepsilon_{\text{gen}}^T = \alpha \mathbf{V}_T / c$  і великомасштабний тороїдалний струм

$$\mathbf{j}_T = \sigma_T \varepsilon_{\text{gen}}^T = \frac{\sigma_T \alpha}{c} \mathbf{V}_T, \quad (7)$$

з яким пов'язане нове полоїдалне поле  $\mathbf{V}_P$  необхідного протилежного спрямування:

$$\text{rot} \left( \frac{\mathbf{V}_P}{\mu_T} \right) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_T = \frac{4\pi \sigma_T \alpha}{c^2} \mathbf{V}_T. \quad (8)$$

Тут  $\sigma_T = \sigma / (1 + \nu_T / \nu_m)^{1/2}$ ,  $\mu_T = 1 / (1 + \nu_T / \nu_m)^{1/2}$  — відповідно коефіцієнти турбулентної електропровідності й турбулентної магнетної проникності плазми,  $\nu_T \cong 1/3 \cdot (ul)$  — турбулентна в'язкість,  $\nu_m = c^2 / 4\pi\sigma$  — газокінетична магнетна в'язкість,  $\sigma$  — газокінетична електропровідність. Оскільки в космічній плазмі завжди виконується умова  $\nu_T \gg \nu_m$ , то турбулентність приводить до зменшення провідності плазми ( $\sigma_T \ll \sigma$ ) й макроскопічного діямагнетизму ( $\mu_T = \sigma_T / \sigma \ll 1$ ) [6].

Штеенбек, Краузе і Редлер [4, 8, 9] здійснили математичний опис процесів регенерації полоїдалного поля спіральною турбулентністю за допомогою процедур усереднення й кореляційних тензорів. Уперше ж якісне пояснення цих процесів мовою вмерожених полів, конвективних комірок і закручених магнетних петель дав Паркер [5]. Турбулентна спіральність, закручуючи в СКЗ тороїдалне поле  $\mathbf{V}_T$ , що внаслідок магнетної плавучості піднімається вгору, генерує маломасштабні елементи оберненого полоїдалного поля  $\mathbf{V}_P$ . Маломасштабні магнетні поля об'єднуються турбулентністю в одне ціле, утворюючи нове великомасштабне полоїдалне поле, антипаралельне до вихідного. Механізм генерації осесиметричних полоїдалного та тороїдалного полів, у якому основну роль відіграють усереднена турбулентна спіральність ( $\alpha$ -ефект) і неоднорідне обертання ( $\Omega$ -ефект), прийнято називати " $\alpha\Omega$ -динамо".

Векторні магнетні поля можна описати сферичними поверхневими й радіальними (кульовими) функціями і розглядати компоненти  $\mathbf{V}_P$  і  $\mathbf{V}_T$  як суму окремих полів, яким приписуються конкретні ступені мультипольності сферичних функцій:  $l = 1$  — диполь,  $l = 2$  — квадруполь,  $l = 3$  — октополь, і т.д. [4,

11]. Ступінь мультипольності  $l$  характеризує залежність структури полів від полярного кута  $\theta$  і азимута  $\varphi$ , а саме: дає число поверхневих вузлових (нульових) ліній, тобто кіл на поверхні сфери, де міняється знак магнетного поля. При осевій симетрії, коли конфігурація поля не залежить від азимута (азимутальний порядок сферичних функцій  $m = 0$ ), вузлові лінії будуть паралельними екваторіальній площині, поділяючи сонячну поверхню на  $(l + 1)$  широтну зону з певним знаком (полярністю) магнетного поля.

Магнетографічні вимірювання фонових і полярних магнетних структур свідчать, що здебільшого полоїдалне поле можна описати простим магнетним диполем ( $l = 1$ ), антисиметричним за полярністю щодо екватора. Однак під час останніх чотирьох максимумів сонячної активності обидва магнетні полюси мали однаковий знак. Для пояснення такої спостереженої магнетної аномалії деякі дослідники припускають, що в цей час домінуючою на Сонці була магнетносиметрична щодо екваторіальної площини квадрупольна мода ( $l = 2$ ) полоїдалного поля [11]. У цій статті на основі моделі турбулентного динамо показана можливість збудження на певній фазі сонячного циклу квадрупольної моди полоїдалного поля.

Ще одна проблема моделювання сонячного магнетизму вже давно жде свого розв'язання. Моделі розрахунки в кінематичному наближенні дають період динамо-хвилі Паркера, значно коротший (близько одного року) від спостереженої тривалості циклу [6]. Як буде показано далі, це розходження можна усунути, якщо врахувати нелінійність (самоіндукцію) і залучити до розгляду результати останніх геліосейсмічних досліджень.

Розв'язок рівнянь індукції, що описують еволюцію  $\mathbf{V}_T$  і  $\mathbf{V}_P$  (див. нижче), Паркер [5] подав як зміщення магнетних хвиль (які назвав динамо-хвилями) від середніх широт до екватора. Йошімура [12] уточнив, що динамо-хвилі поширюються вздовж ізоротаційних поверхонь у напрямку вектора  $\alpha \cdot [(\partial\Omega/\partial r) \times \mathbf{i}_\varphi]$  (закон Йошімури). Отже, для пояснення спостереженої міграції біполярних полів упродовж циклу необхідно, щоб швидкість обертання  $\Omega$  змінювалась уздовж радіуса в СКЗ. Саме в такому випадку динамо-хвилі будуть зміщуватися в меридіональному напрямку від середніх широт до екватора (подібно до сонячних плям) чи до полюсів (подібно до високоширотних фонових полів) залежно від знака (відповідно негативного чи позитивного) добутку параметра спіральності  $\alpha$  і радіального градієнта кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$ . У загальному випадку повний вектор регулярного поля швидкостей  $\mathbf{V}$ , крім диференційного обертання  $\mathbf{V}_T(\theta, \varphi)$  (азимутальна компонента швидкості), містить також меридіональну циркуляцію  $\mathbf{V}_P$  (див. (3)). Оскільки спостережені дані щодо меридіональної циркуляції не досить надійні, то питання про включення до розгляду  $\mathbf{V}_P$  вимагає спеціального аналізу. Тому більшість дослідників на сучасному етапі обмежуються залученням до розгляду тільки радіального градієнта кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$ .

Згідно з цим в азимутальній компоненті регуляр-

ного поля швидкості

$$\mathbf{V}_T(r, \theta) = \boldsymbol{\Omega}(r, \theta) \times \mathbf{r} = r \sin \theta \Omega(r, \theta) \mathbf{i}_\varphi \quad (9)$$

будемо брати до уваги лише радіальний зсув  $\partial\Omega(r, \theta)/\partial r$ . Тоді рівняння індукції глобального магнетного поля  $\mathbf{B}$  в СКЗ

$$\partial\mathbf{B}/\partial t = \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \text{rot}(\alpha\mathbf{B}) + D_T\Delta\mathbf{B}, \quad (10)$$

враховуючи подання структури геліомагнетного поля через тороїдальну  $\mathbf{B}_T$  і полоїдальну  $\mathbf{B}_P = \text{rot}\mathbf{A}$  компоненти, можна розбити на два рівняння [4–6, 11]

$$\begin{aligned} \partial\mathbf{B}_T/\partial t &= r \sin \theta (\mathbf{B}_P \nabla) \Omega \mathbf{i}_\varphi \\ &+ \text{rot}(\alpha\mathbf{B}_P) + D_T\Delta\mathbf{B}_T \end{aligned} \quad (11)$$

$$\partial\mathbf{A}/\partial t = \alpha\mathbf{B}_T + D_T\Delta\mathbf{A} \quad (12)$$

Тут  $D_T = c^2/4\pi\sigma_T\mu_T = \nu_m + \nu_T$  — коефіцієнт турбулентної магнетної дифузії. Оскільки  $\nu_T \gg \nu_m$ , то  $D_T \cong \nu_T$ , і зазвичай при математичних викладках користуються параметром  $\nu_T$ . Залежність параметра спіральності від просторових координат прийнято задавати у вигляді виразу  $\alpha(r, \theta) = \alpha^*(r) \cos \theta$ , знак якого на екваторі ( $\theta = \pi/2$ ) змінюється на протилежний, а коефіцієнт  $\alpha^*(r)$  розраховують за формулою (4), використавши для цього розподіл фізичних величин за радіусом  $r$ .

Видно, що обидва рівняння пов'язані між собою за допомогою члена, який описує збудження полів усередненою спіральною турбулентністю ( $\alpha$ -ефект). На Сонці індукційна дія диференційного обертання ( $\Omega$ -ефект) на кілька порядків сильніша від збудження полів  $\alpha$ -ефектом, тому другим членом у правій частині рівняння (11) можна знехтувати. У результаті отримуємо систему рівнянь, що при заданих значеннях  $\alpha$ ,  $\nu_T$  і  $\Omega$  описує кінематичний  $\alpha\Omega$ -механізм збудження осесиметричних полоїдального та тороїдального полів за рахунок відповідно  $\alpha$ -ефекту та радіального зсуву  $\nabla\Omega \equiv \partial\Omega/\partial r$  [4–6, 11].

Паркер [13] запропонував шукати розв'язки рівнянь магнетної індукції для компонент глобального поля у вигляді динамо-хвиль, що мігрують у меридіональному напрямку,

$$C \exp [t/\tau - i(q\mathbf{K}\mathbf{r})], \quad (13)$$

де

$$K = (\alpha G/\nu_T^2)^{1/3} = N_D^{1/3} k \approx N_D^{1/3}/\lambda \quad (14)$$

хвильове число динамо-хвилі, що характеризує масштаб зміни поля й визначається фізичними параметрами СКЗ ( $G = r \partial\Omega/\partial r$  — міра радіального диференційного обертання на відстані  $r$  від центра Сонця,

$k$  — звичайне хвильове число,  $q = k/K$  — безрозмірне хвильове число,  $\lambda \approx 1/k$  — характерний розмір ділянки динамо при модельних розрахунках), а безрозмірне динамо-число

$$N_D = \alpha G/\nu_T^2 k^3 \approx \alpha G\lambda^3/\nu_T^2 \quad (15)$$

визначає потужність динамо-процесу. Для зростання поля необхідна умова  $|N_D| > 2$ .

Підставивши шукані хвильові розв'язки в систему рівнянь (11)–(12) і скориставшись краєвими умовами задачі, Паркер звів проблему динамо до розв'язку дисперсійних співвідношень (характеристичних рівнянь)  $F(K\lambda) = 0$ , які описують характер динамо-ефекту. Пороги збудження мультипольних мод глобального поля визначаються розв'язками цих рівнянь (власними значеннями задачі) — числами  $K\lambda$ , а період динамо-хвилі — формулою

$$T \approx 2\pi/\{(1/2) \sin \theta |\alpha \cdot \partial\Omega/\partial r| (\lambda/r)\}^{1/2}. \quad (16)$$

У моделі  $\alpha\Omega$ -динамо період динамо-хвилі визначає тривалість сонячного циклу, тобто слугує за період динамо-циклу.

Згідно з модельними розрахунками Паркера [13] пороги збудження дипольної і квадрупольної мод виявляються досить близькими:

*диполь* вимагає значень  $K\lambda = -7.43$  або ж  $K\lambda = +9.10$ ;

*квадруполь* —  $K\lambda = -9.10$  або ж  $K\lambda = +7.43$ .

Оскільки пороги збудження дипольної і квадрупольної мод не набагато відрізняються, то ймовірно, що при незначних варіаціях фізичних параметрів ( $\alpha$ ,  $\nu_T$ ,  $\partial\Omega/\partial r$ ) у деяких ділянках СКЗ ефективніше, ніж диполь, буде збуджуватися магнетний квадруполь.

Можливість виявлення на Сонці ділянок з відмінними умовами щодо збудження магнетних мод надають геліосейсмологічні дослідження. Згідно з останніми геліосейсмічними вимірюваннями [14, 15] характер диференційного обертання сильно змінюється як із геліоширотою, так і з глибиною в СКЗ. Поле регулярної швидкості природно розділене на домени швидкого (приекваторіяльна ділянка) і повільного (біляполюсні ділянки) обертання з протилежними знаками радіального градієнта кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$ . У приекваторіяльній ділянці кутова швидкість зменшується з глибиною (тобто збільшується з ростом радіуса —  $\partial\Omega/\partial r > 0$ ), тоді як біля полюсів вона, навпаки, зростає всередину Сонця ( $\partial\Omega/\partial r < 0$ ) (див. рисунок, права півсфера). Зміна характеру диференційного обертання від швидкого до повільного відбувається у відносно вузькій широтній смужі  $40^\circ$ – $50^\circ$  зі сталою кутовою швидкістю вздовж радіуса, яка власне й поділяє СКЗ в кожній півкулі на два просторових домени з протилежними знаками  $\partial\Omega/\partial r$ . Крім того, поблизу дна СКЗ у відносно тонкому шарі (товщиною  $\approx 35$  тис. км), так званому тахокліні, відбувається різкий перехід від широтного диференційного обертання до майже жорсткого обертання раді-

ятивної зони з кутовою швидкістю, характерною для згадуваної широтної смуги  $40^\circ\text{--}50^\circ$ . Причому виглядає на те, що характер кутової швидкості залежить від фази циклу. Тому можна сподіватися, що на певних фазах сонячного циклу в деяких ділянках будуть значно відрізнятися величини хвильових чисел  $K\lambda$ , розраховані на підставі модельних уявлень, фізичних параметрів СКЗ і даних геліосейсмологічних вимірювань.

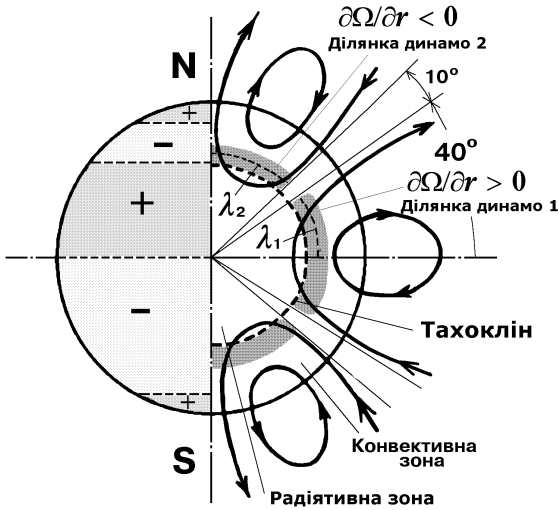


Рис. 1. Дипольна і квадрупольна моди полоїдального магнетного поля, збуджуваного механізмом  $\alpha\Omega$ -динамо біля дна СКЗ поблизу максимуму 23-го циклу сонячної активності. *Правої півсфери*: магнетні силові лінії диполя ( $\theta^* < 40^\circ$ ) і квадруполя ( $\theta^* > 50^\circ$ ); *лівої півсфери*: відповідні широтні зони з позитивною (+) і негативною (-) магнетною полярністю поверхневого поля.

Щоб переконатися в цьому, розгляньмо відносно тонкий шар конвекції в діапазоні глибин  $\Delta z = (160\text{--}190)$  тис. км поблизу дна СКЗ, де найсприятливіше місце для ефективної роботи  $\alpha\Omega$ -динамо. По-перше, згідно з Паркером [5], у глибинних шарах найменші виснаження полів унаслідок магнетної плавучості. По-друге, в нижній половині СКЗ сильно розвинений турбулентний макроскопічний діаманетизм діє проти магнетної плавучості, що допомагає компенсувати спливання особливо інтенсивних тороїдальних полів [16]. По-третє, у приекваторіальному й біляполюсних доменах поблизу дна СКЗ протилежно спрямовані радіальні перенесення тороїдального поля, викликані маломасштабними магнетними пульсаціями в умовах сильного вертикального градієнта густини плазми [17]. Крім того, при наближенні до дна СКЗ  $\alpha$ -ефект міняє свій знак (від позитивного до негативного в північній півкулі) [18,19], що разом з геліосейсмічними вимірами  $\partial\Omega/\partial r$  приводить до узгодженого зі спостереженнями напрямку міграції динамо-хвиль. Нарешті, саме тут у шарі тахокліна геліосейсмічні вимірювання [14] дають найбільшу величину радіального градієнта ку-

тової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$ .

Йдучи за Паркером [13], скористаємося моделлю локального прямокутного динамо, горизонтальна протяжність якого зорієнтована вздовж меридіанів, а вертикальна — вздовж радіуса. Будемо розрізняти дві ділянки динамо в кожній півкулі. Горизонтальний розмір першої ділянки динамо (ДД1), зосередженої в домені швидкого обертання, задамо її протяжністю в меридіональному напрямі від екватора до широти  $40^\circ$  на сферичній поверхні з радіусом  $r_D \approx 520$  тис. км ( $z \approx 175$  тис. км) поблизу тахокліна:  $\lambda_1 \approx 2\pi r_D (40^\circ/360^\circ) \approx 360$  тис. км. Аналогічний горизонтальний розмір  $\lambda_2 \approx 360$  тис. км матиме й зосереджена в домені повільного обертання (від широти  $50^\circ$  до полюса) ділянка динамо 2 (ДД2). Параметром вертикальної протяжності ділянок динамо служить їхня товщина  $\Delta z \approx 30$  тис. км вздовж радіуса. Горизонтальний (більший) розмір ділянки динамо визначає ефективність генерації, тоді як вертикальний (менший) зумовлює дисипацію (виснаження) полів.

Перейдімо до прямих розрахунків  $N_D$  і  $K\lambda$  окремо для обох ДД [20]. Значення параметра спіральності будемо брати з нашої праці [19], у якій отримано розподіл за глибиною  $z$  величини спіральної турбулентності з урахуванням нелінійності (магнетного пригнічення)  $\alpha(B) = \alpha_0 \Psi_\alpha(B)$  на основі фізичних характеристик СКЗ із моделі Стікса [21]. Тут  $\alpha_0$  — “немагнетне” значення  $\alpha$ , а нормована на одиницю при  $B = 0$  квенчінг-функція (функція пригнічення)  $\Psi_\alpha(B)$  поблизу дна СКЗ, де, внаслідок турбулентного діаманетизму, тривалий час можуть утримуватися сильні поля  $B \approx 3000\text{--}4000$  Гс [22], становить  $\approx 0.4$ . Для визначення величини і знака  $\partial\Omega/\partial r$  скористаймося даними геліосейсмічних вимірювань поблизу епохи максимуму 23-го циклу [14]. Розрахунки в ДД1 дають оцінку динамо-числа  $|N_D| \approx 350$  ( $\alpha_1 \approx -2 \cdot 10^2$  см/с,  $\nu_T \approx 3 \cdot 10^{12}$  см<sup>2</sup>/с,  $\partial\Omega^{(1)}/\partial r \approx +6.3 \cdot 10^{-18}$  рад/с·см,  $G^{(1)} = r_D \partial\Omega^{(1)}/\partial r \approx +3.3 \cdot 10^{-7}$  рад/с), що задовольняє умову  $|N_D| > 2$  ефективного  $\alpha\Omega$ -процесу. Величина  $K\lambda$  становить  $\approx -7$ , яка близька до необхідного для диполя значення  $-7.43$ , що отримав Паркер на підставі модельних досліджень. Тому в ДД1 турбулентне динамо насамперед збуджує непарну моду полоїдального поля — диполь (див. рисунок, права півсфера). Під впливом радіального зсуву  $\partial\Omega^{(1)}/\partial r$  із дипольного поля генерується потужне тороїдальне поле, яке зміщується в напрямі екватора (оскільки  $\alpha_1 \partial\Omega^{(1)}/\partial r < 0$ ).

На широтах вище від  $50^\circ$  змінюється на протилежний знак радіального градієнта кутової швидкості ( $\partial\Omega^{(2)}/\partial r \approx -8 \cdot 10^{-18}$  рад/с·см,  $G^{(2)} \approx -4 \cdot 10^{-7}$  рад/с). Тому в біляполюсних ділянках динамо (ДД2), де  $\alpha_2 \approx -3 \cdot 10^2$  см/с,  $\nu_T \approx 3 \cdot 10^{12}$  см<sup>2</sup>/с, розраховане хвильове число  $K\lambda$  буде позитивним ( $\approx +8$ ); відповідно умови будуть сприятливішими для збудження парної моди — квадруполя, яка, за Паркером, вимагає  $K\lambda = +7.43$ .

Як уже згадувалося, розрахунки за формулою (16) в кінематичному наближенні дають період динамоциклу значно коротший (близько одного року) від

спостереженої тривалості циклу [6]. Отримувані малі величини  $T$ , вочевидь, зумовлені завищеними значеннями параметрів  $\alpha$  і  $\partial\Omega/\partial r$ . Насправді, врахування нелінійності (альфа-квенчінгу) приводить до значно менших величин параметра  $\alpha$  [19], ніж ті, що брались для розрахунків раніше. Далі, результати останніх геліосейсмічних експериментів [14,15] змушують змінити усталені погляди на картину внутрішнього обертання Сонця. Крім уже використаного природного поділу СКЗ на домени швидкого й повільного обертання, несподіваною для дослідників стала виявлена залежність диференційного обертання від фази циклу. Ще один важливий результат — кутова швидкість ядра не набагато більша за її усереднене поверхневе значення. Згідно з останніми геліосейсмічними вимірюваннями [14] для  $\partial\Omega/\partial r$  характерні менші значення порівняно з їх визначеннями в попередніх експериментах. Наші розрахунки з новітніми параметрами дають для приєкваторіяльного домена (ДД1) оцінку  $T$  близько 7 років [20], що за порядком величини добре узгоджується зі спостереженою тривалістю циклу.

Ще одну принципово нову можливість усунення розбіжностей величин розрахованого і спостереженого періодів недавно запропонували Кичатинов і Мазур [23], які показали, що ускладнення більш ранніх моделей динамо пов'язані з некоректним урахуванням умов виходу через верхню границю СКЗ в заморожених у сонячну плазму магнетних полів. Для подолання згаданих труднощів, замість традиційно використовуваних вакуумних краєвих умов (вільний вихід поля з конвективної зони), необхідно звернутися до надпровідних умов (обмежена можливість виходу поля). В такому випадку вихід полів відбуває-

ться тільки внаслідок паркерівської нестійкості то-роїдального поля до утворення магнетних петель. Залучивши до розгляду основні нелінійні ефекти, Кичатинов і Мазур показали, що при певній інтенсивності  $\alpha$ -ефекту період коливань магнетного поля, розрахований на основі експериментальної двовірної моделі, збігається з тривалістю циклу. Крім того, згідно з дослідженням [24], період динамо-циклу контролюється товщиною СКЗ.

Таким чином, розрахунки на базі моделі локального прямокутного динамо із залученням новітніх геліосейсмологічних вимірювань (поблизу максимуму 23-го циклу) показують, що в приєкваторіяльному домені швидкого обертання поблизу шару тахокліна є необхідні умови для збудження  $\alpha\Omega$ -механізмом дипольної моди полоїдального поля, тоді як у біляполярних доменах повільного обертання умови сприятливіші для генерації квадрупольної. У результаті на схемі розподілу магнетних полярностей поверхневого поля в одній півсфері, наприклад, північній, повинно виявлятися три, а в іншій, південній, — дві широтні зони перемежованого магнетного знака (полярності), причому біляполюсні зони матимуть однаковий знак (див. рисунок, ліва півсфера). Отримана північно-південна асиметрія магнетних полярностей поверхневого поля дозволяє пояснити спостережену поблизу максимумів сонячних циклів магнетну аномалію ("монопольність") полярних полів. Альфа-квенчінг (магнетне пригнічення спіральності) сприяє ростові періоду динамо-циклу. Розрахований у нелінійному наближенні із залученням останніх геліосейсмологічних даних динамо-період продовжується (порівняно з його значно меншими кінематичними оцінками — близько одного року) до семи років.

- 
- [1] H. W. Babcock, *Astrophys. J.* **133**, 572 (1961).  
 [2] V. Bumba, R. Howard, *Astrophys. J.* **141**, 1492 (1965); *Astrophys. J.* **141**, 1502 (1965).  
 [3] R. Howard, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **5**, 1 (1967).  
 [4] Ф. Краузе, К.-Х. Рэдлер, *Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо* (Мир, Москва, 1984).  
 [5] Е. Паркер, *Космические магнитные поля* (Мир, Москва, 1982, в 2-х частях).  
 [6] С. И. Вайнштейн, Я. Б. Зельдович, А. А. Рузмайкин, *Турбулентное динамо в астрофизике* (Наука, Москва, 1980).  
 [7] M. Stix, *Sol. Phys.* **74**, 79 (1981).  
 [8] M. Steenbeck, F. Krause, *Mitt. Astron. Gesellsch.* **19**, 95 (1965).  
 [9] M. Steenbeck, F. Krause, K.-H. Rädler, *Z. Naturforsch.* **21a**, 369 (1966).  
 [10] T. G. Cowling, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **94**, 39 (1934).  
 [11] Г. Моффат, *Возбуждение магнитного поля в проводящей среде* (Наука, Москва, 1980).  
 [12] H. Yoshimura, *Astrophys. J. Suppl.* **29**, 467 (1975).  
 [13] E. N. Parker, *Astrophys. J.* **164**, 491 (1971).  
 [14] R. Howe, J. Christensen-Dalsgaard, F. Hill *et al.* *Science* **287**, 2456 (2000).  
 [15] R. Howe, J. Christensen-Dalsgaard, F. Hill *et al.* *Astrophys. J.* **533**, L163 (2000).  
 [16] В. Н. Криводубский, *Астрон. журн.* **61**, 354 (1984).  
 [17] В. Н. Криводубский, *Астрон. журн.* **69**, 842 (1992).  
 [18] В. Н. Криводубский, *Астрон. журн.* **61**, 540 (1984).  
 [19] В. Н. Криводубский, *Астрон. журн.* **75**, 139 (1998).  
 [20] В. Н. Криводубский, *Астрон. журн.* **78**, 849 (2001).  
 [21] M. Stix, *The Sun* (Verlag, Berlin, 1989).  
 [22] V. N. Kryvodubskiy, G. Rüdiger, L. L. Kitchatinov, *Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія* **33**, 55 (1994).  
 [23] Л. Л. Кичатинов, М. В. Мазур, *Письма Астрон. журн.* **25**, 549 (1999).  
 [24] I. V. Dmitrieva, K. M. Kuzanyan, V. N. Obridko, *Sol. Phys.* **195**, 209 (2000).

В. КРИВОДУБСЬКИЙ

**GENERATION OF THE GLOBAL HELIOMAGNETIC FIELD**

V. Kryvodubskyj

*Taras Shevchenko National University of Kyiv, Astronomical Observatory*

*3 Observatorna Str., Kyiv, UA-04053, Ukraine*

*E-mail: krivod1@observ.univ.kiev.ua*

The conception of the global heliomagnetic field exciting by the dynamo-mechanism which is based on joint action of the mean helical turbulence ( $\alpha$ -effect) and differential rotation ( $\Omega$ -effect) in the solar convection zone is reported. It is shown that with allowance for non-linearity (magnetic quenching of helicity) and recent helioseismic measurements of the inner rotation rate of the Sun (near maximum phase of the 23rd solar cycle) this mechanism most efficiently excites the dipole mode of the poloidal field in the near-equator domain with fast rotation in deep layers; while in the near-pole domains the physical conditions are favorable for exciting of quadrupole mode. North-south asymmetry of total poloidal field gives a possibility to explain the magnetic anomaly of the polar fields ("monopoly") observed at the solar cycle maximums. Alpha-quenching (magnetic quenching of helicity) provides lengthening the period of the dynamo-cycle. Calculated dynamo-period in the non-linear approach with allowance for newer helioseismic data increases up to 7 years; while its estimations in the kinematic approach gave the value about one year.