

отриманих даних з результатами інших авторів [7, 8, 12] можна зробити висновок, що подвійний цикл Хейла існує також серед сонячних плям, швидкості їх обертання і напруженості в них магнітного поля. Можливо, цей цикл проявляється також у деяких процесах [6] на Землі.

Список використаних джерел

1. Akimov L. O. Solar activity during the cycles 21–23 from X-ray and optical observations / L. O. Akimov I. L. Belkina and T. P. Bushueva // Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel, 2005. – Vol. 21, No. 4. – P. 267–277.
2. Babij V. P. Statistical characteristics of large sunspots in solar activity cycles 17–23 / V. P. Babij, V. M. Efimenko, V. G. Lozitsky // Kinematics and Physics of Celestial Bodies, 2011. – Vol. 27, N 4. – P. 191–196.
3. Clette F. Cliver Revisiting the sunspot number. A 400-year perspective on the solar cycle / Clette F., L. Svalgaard J.M. E. W. Vaquero // Space Sci. Rev., 2014. – Vol. 186, Iss. 1–4. – P. 35–103.
4. Efimenko V. Statistical peculiarities of 24th cycle of solar activity / V. Efimenko, V. Lozitsky (in ukr.: Статистичні особливості 24-го циклу сонячної активності) // Bull. Kyiv. Nation. Univ., Astronomy, 2016. – № 53. – P. 52–55.
5. Hale G. E. The law of sun-spot polarity / G. E. Hale, S. B. Nicholson // Astrophysical Journal, 1925. – Vol. 62. – P. 270.
6. Harvey J. Small-scale photospheric magnetic fields: observational methods and limitations / J. Harvey // Proc. of a Workshop held in Göttingen, 1–3 October, 1985; Ed. by W. Deinzer, M. Knölker and H. H. Voigt // Abhandlungen der Akademie der Wissenschaften in Göttingen. Göttingen: Vandenhoeck&Ruprecht, 1986. – P. 25.
7. Javaraiah J. Long-term variations in the solar differential rotation / J. Javaraiah // Solar Phys., 2003. – Vol. 212, Iss. 1. – P. 23–49.
8. Lozitska N. I. Indexes of groups of sunspots for long-term forecasting of geomagnetic activity / N. I. Lozitska, V. M. Efimenko (in ukr.: Індeksi груп сонячних плям для довгострокового прогнозування геомагнітної активності) // Bull. Kyiv. Nation. Univ., Astronomy, 2015. – № 52. – P. 43–47.
9. Lozitska N. I. Problem of mistakes in databases, processing and interpretation of observations of the Sun / N. I. Lozitska // Odessa Astronomical Publications, 2015. – Vol. 28, N 2. – P. 236–237.
10. Lozitsky V. G. Problem of superstrong magnetic fields in solar atmosphere / V. G. Lozitsky (in ukr.: Проблема надпотужних магнітних полів в атмосфері Сонця) // Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel, 1993. – Vol. 9, № 3. – P. 23–32.
11. Romanchuk P. R. The nature of solar cyclicity / P. R. Romanchuk // Soviet Astronomy, 1981. – Vol. 25, N 1. – P. 87–92.
12. Tsurulnik L. B. Forecasting the 23rd and 24th solar cycles on the basis of MGM spectrum / L. B. Tsurulnik, T. V. Kuznetsova and V. N. Oraevsky // Advances in Space Research, 1997. – Vol. 20, Iss. 12. – P. 2369–2372.

Надійшла до редколегії 12.02.17

В. Лоцицкий, д-р фіз.-мат. наук,
В. Ефименко, канд. фіз.-мат. наук,
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

ДВОЙНОЙ ЦИКЛ ХЕЙЛА В ИЗМЕНЕНИЯХ ДИАМЕТРОВ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Анализируются интегральные распределения диаметров солнечных пятен в циклах активности № 12–24. Для определения показателя интегрального распределения α принимаются во внимание лишь большие пятна диаметра 50–90 Мм; для повышения точности определения величины α все данные усреднены за каждый 11-летний цикл. Основные результаты таковы: (а) для 13 последних циклов среднее значение α равно 5.4, (б) вековой тренд в изменениях α отсутствует, однако (в) имеются достоверные свидетельства наличия двойного цикла Хейла (около 44 лет). В частности, минимальные значения α отмечены в циклах № 14, 17–18 и 22. Поскольку величина α отражает дисперсию диаметров солнечных пятен, полученные результаты указывают на то, что конвективная зона Солнца генерирует зародыши активных областей у различных статистических режимах, которые изменяются с циклом около 44 лет.

Ключевые слова: Солнце, солнечная активность, солнечные пятна, интегральное распределение диаметров солнечных пятен, двойной цикл Хейла.

V. Lozitsky, Dr. Sci.,
V. Efimenko, Ph. D.,
Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

DOUBLE HALE'S CYCLE IN CHANGES OF SUNSPOT DIAMETERS. PRELIMINARY RESULTS

Integral distributions for diameters of sunspots are analyzed in cycles Nos. 12–24. For determination of index of integral distribution α , the large sunspots of 50–90 Мm are taken into account; all data are averaged for each 11-year cycle for better accuracy. The main results are following: (a) the mean value of α index is 5.4 for last 13 cycles; (b) secular trend in changes of α index is absent, and (c) there are reliable evidences of double Hale's cycle (about 44 years). In particular, the lowest values of α index were found for cycles Nos. 14, 17–18 and 22. Since this index reflects the dispersion of sunspot diameters, obtained results indicate that convective zone of the Sun generates the embryos of active regions in different statistical regimes which change with cycle about 44 years.

Key words: Sun, solar activity, sunspots, integral distribution for diameters of sunspots, double Hale's cycle.

УДК 523.98

В. Криводубський, д-р фіз.-мат. наук,
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

АЛЬФА-ЭФЕКТ БЕБКОКА–ЛЕЙТОНА В ПОВЕРХНЕВИХ ШАРАХ СОНЦЯ

Проведено аналіз недавніх досліджень циклічності магнітної активності Сонця на основі $\alpha\Omega$ -динамо моделі. Згідно з моделлю $\alpha\Omega$ -динамо радіальний градієнт кутової швидкості $\partial\Omega/\partial r$ діє на полоїдальне магнітне поле V_p , у результаті чого генерується тороїдальне магнітне поле V_T (Ω -ефект). Водночас спіральна турбулентність, діючи на тороїдальне поле V_T , регенерує нову полоїдальну магнітну компоненту протилежного знака – V_p (альфа-ефект). Оскільки диференційному обертанню $\partial\Omega/\partial r$ притаманна майже стабільна регулярність в часі, то між спостереже-

© Криводубський В., 2017

ними величинами V_p і V_T існує функціональна залежність. Полоїдальне магнітне поле V_p в епоху мінімуму нового сонячного циклу (коли поле V_p максимальне) визначає величину згенерованого тороїдального магнітного поля V_T , яке несе відповідальність за інтенсивність плямоутворення в подальшому циклі. Це уможливує за величиною вимірюваного на початку циклу магнітного поля V_p прогнозувати амплітуду (числа Вольфа W) і потужність (загальну площу плям) нового циклу. Тривалий час у минулому не вдалося виявити позитивні кореляції між характеристиками сонячних плям (числом Вольфа або загальною площею плям) поточного циклу і полярним магнітним потоком (який характеризує величину полоїдального поля V_p) в епоху мінімуму циклу (кінець старого циклу і початку нового). У термінах динамо-теорії це нібито свідчило про відсутність функціональної залежності полоїдального поля V_p у кінці циклів від тороїдального поля V_T у максимумі циклів. Виявлено, що α -ефект Бебкока–Лейтона, який визначається кутами нахилу біполярних магнітних областей, турбулентною дифузійною і меридіональною циркуляцією, зумовлює регенерацію полоїдального поля, і йому властиві випадкові флуктуації в часі і просторі. Кардинально інша ситуація після запровадження параметра магнітної потужності циклу, який представляє собою добуток площі всіх плям циклу на кути нахилу біполярних магнітних областей. При спільному засвоєнні (асиміляції) площі плям, відстані між зваженими центрами протилежних магнітних полярностей і кутів нахилу відновлюється функціональна залежність полярних магнітних потоків (які служать індикатором полоїдального поля V_p) від асимільованого параметра магнітної потужності сонячних плям (який характеризує відносну інтенсивність тороїдального поля V_T). У межах $\alpha\Omega$ -динамо це свідчить про те, що поверхневий α -ефект Бебкока–Лейтона зумовлює генерацію нового полоїдального магнітного поля, а асимільований параметр магнітної потужності плям є невід'ємною компонентою майбутніх прогнозів активності сонячних циклів на основі моделей динамо.

Ключові слова: Сонце, турбулентність, магнітні поля, сонячні плями, цикли активності, динамо-модель, прогнози сонячної активності.

Вступ. В останні роки в літературі продовжується дискусія щодо місця зосередження в сонячній конвективній зоні (СКЗ) т.з. альфа-ефекту, відкритого в теорії макроскопічного (усередненого) магнітного поля в турбулентному середовищі [1]. Суть α -ефекту полягає в здатності спіральних (гіротропних) турбулентних рухів $\langle u \cdot \text{rot } u \rangle$ створювати в замагніченій плазмі електричне поле

$$\varepsilon = \alpha \langle B \rangle / c, \quad (1)$$

паралельне чи антипаралельне залежно від знака параметра спіральності

$$\alpha \approx -(\tau / 3) \langle u \cdot \text{rot } u \rangle, \quad (2)$$

до усередненого магнітного поля $\langle B \rangle$ [1]. Кутові дужки $\langle \dots \rangle$ означають процедуру усереднення (згладження) за масштабами або часовими проміжками, які значно перевищують характерні просторові l і часові τ параметри турбулентного поля швидкостей u . Альфа-ефект служить однією із двох базових складових моделі альфа-омега динамо магнітного циклу Сонця (див. нижче).

Зазвичай при побудові сценарію регенерації полоїдального поля дослідники залучають до розгляду два типи α -ефекту. Перший тип, який був запропонований Е. Паркером [2] і теоретично обґрунтований М. Штеєнбеком і Ф. Краузе [3], пов'язаний з радіальною неоднорідністю турбулентної конвекції у всьому об'ємі СКЗ, тоді як другий механізм, розроблений Г.В.Бебкоком [4] і Р.Б. Лейтоном [5], пов'язаний з поверхневими активними магнітними областями. В обох випадках спіральність поля турбулентних швидкостей $\langle u \cdot \text{rot } u \rangle$, яка в електропровідному середовищі веде до збудження α -ефекту, виникає в результаті впливу сили Коріоліса на горизонтальні рухи речовини, проте ці рухи в запропонованих механізмах мають різну природу [6]. "Класичний" механізм Паркера–Штеєнбека–Краузе опирається на рухи, які виникають внаслідок термічної конвекції, тоді як у механізмі Бебкока–Лейтона береться до уваги магнітна плавучість. Умова появи α -ефекту полягає в тому, щоб усереднене значення спіральності поля турбулізованих конвективних швидкостей $\langle u \cdot \text{rot } u \rangle$, викликане силою Коріоліса (т.зв. кінетичний параметр спіральності), повинно відрізнитися від нуля і мати якийсь певний знак (позитивний чи негативний) на великих відстанях $L \gg l$: $\langle u \cdot \text{rot } u \rangle \neq 0$. У більшості теоретичних досліджень до останнього часу залучалась до розгляду, в основному, кінетична версія α -ефекту Паркера–Штеєнбека–Краузе. Загальноприйнято, що кінетичний α -ефект функціонує у всьому об'ємі СКЗ (див., наприклад, [7-10]). Разом з тим, в останні роки наступив ренесанс щодо вивчення поверхневого α -ефекту Бебкока–Лейтона. Виявилось, що механізм Бебкока–Лейтона заслуговує не меншої уваги [11–17], оскільки його властивості можна оцінити з статистичних властивостей спостережених сонячних плям на відміну від необхідності теоретичних розрахунків кінетичного параметру Паркера–Штеєнбека–Краузе.

Сценарій і динамо-модель сонячного циклу. Згідно із сучасними науковими переконаннями, які сформувалися на основі спостережень і теоретичних уявлень [18], глобальне магнітне поле Сонця \mathbf{B} складається з двох аксіально-симетричних компонент. Перша компонента – приховане від спостерігачів в сонячних глибинах сильне тороїдальне (азимутальне) поле \mathbf{V}_T . Воно спрямоване вздовж паралелей в основному на середніх і низьких широтах та має протилежну полярність (спрямованість) обабіч екватора. Тільки найбільш потужні глибинні поля ($\geq 10^3$ Гс), прориваючись завдяки магнітній плавучості на сонячну поверхню, проявляються у вигляді локальних опуклостей тороїдального поля, визначаючи тим самим інтенсивність плямоутворення. Останню прийнято характеризувати відносною кількістю сонячних плям W (числом Вольфа) і параметром потужності циклу. Максимальне значення усереднених місячних чисел W в циклі, зазвичай, називають **амплітудою** 11-річного циклу, тоді як параметр **потужності** циклу визначається як загальна площа всіх плям, спостережених впродовж циклу. Друга компонента глобального магнітного поля Сонця – зосереджене в меридіональних площинах слабе полоїдальне поле \mathbf{V}_p . Силкові лінії полоїдального поля, виходячи на сонячну поверхню, формують фонові магнітні поля, зокрема, полярні магнітні поля. Полоїдальне поле зримо проявляється у вигляді корональних стримерів, що виходять із високих широт і спостерігаються під час повних затемнень Сонця. У чистому вигляді полоїдальні поля трапляються в приполярних ділянках вище 55° геліошироти. Зазвичай, вони визначаються шляхом прямих магнітографічних вимірювань [19] або ж вимірювань магнітного потоку на основі спостережень полярних факелів (які служать індикаторами полярних магнітних потоків) [20]. Спостереження показують, що величина і полярність обох глобальних магнітних компонент циклічно змінюються в протифазі з середнім періодом близько 11 років [4, 21].

Найбільшого поширення серед дослідників набули уявлення, що спусковим механізмом сонячного циклу служить процес турбулентного гідромагнітного динамо [22, 23], у результаті якого частина енергії обертання і конвективних рухів перетворюється в енергію магнітного поля. Роль "динамо-машини" на Сонці відіграє його конвективна зона, де в результаті взаємодії обертання (з кутовою швидкістю Ω) і турбулізованої конвекції (зі швидкістю u) створюється специфічна комбінація диференційного обертання $\Omega(r, \theta)$ і усередненої спіральної турбулентної конвекції $\langle u \cdot \text{rot } u \rangle$. У високопровідній сонячній плазмі магнітні поля виморожені (закріплені) в речовину. За цієї умови радіальне диференційне обертання біля дна СКЗ витягує магнітні силові лінії глибинного полоїдального (меридіонального) поля B_P , орієнтуючи їх у азимутальній площині, що призводить до збудження тороїдальної компоненти поля B_T , яка має протилежні напрями в північній і південній півсферах (т. зв. ефект "накручування", або ж Ω -ефект). Зазначений ефект описується першим членом правої частини рівняння

$$\partial B_T / \partial t = r \sin \theta (\mathbf{B}_P \nabla) \Omega \mathbf{i}_\phi + v_T \Delta B_T, \tag{3}$$

де r – відстань від центра Сонця, $v_T \approx (\tau/3) \langle u \cdot u \rangle \approx (\tau/3) (u^2)$ – турбулентна в'язкість, $\nabla \equiv \partial/\partial r$ – радіальний градієнт, θ і \mathbf{i}_ϕ – полярний кут і одиничний азимутальний вектор у сферичній системі координат, відповідно. Завдяки магнітній плавучості фрагменти тороїдального поля (магнітні Ω -петлі) прориваються із глибин до сонячної поверхні, де через певний час їх можна спостерігати на фотосферному рівні в "королівській зоні" у вигляді біполярних магнітних груп плям, орієнтованих вздовж лінії, приблизно паралельної сонячному екватору (точніше спрямованої під невеликим, до 10° , кутом до екватора). Саме цей невеликий кут нахилу біполярних магнітних груп відіграє ключову роль у поверненні альфа-ефектові Бебкока–Лейтона. (див. нижче). Головні плями в біполярних групах (лідуючі по відношенню до напрямку обертання) мають протилежні полярності в північній і південній півсферах і збігаються з полярністю магнітних полюсів.

Альфа-ефект, збуджуючи електричне поле $\varepsilon = \alpha B_T / c$ (1), регенерує з тороїдального поля B_T нову полоїдальну магнітну компоненту B_P :

$$\partial B_P / \partial t = c \text{rot } \varepsilon + v_T \Delta B_P = \text{rot}(\alpha B_T) + v_T \Delta B_P, \tag{4}$$

антипаралельного спрямування по відношенню до його вихідної меридіональної орієнтації в попередньому циклі (перший член в правій частині рівняння (4)), замикаючи тим самим сонячний динамо-цикл [1]. Нове полоїдальне поле внаслідок турбулентної дифузії (другий член у правій частині рівняння (4)) поступово згасає, однак диференційне обертання підсилює тороїдальну компоненту (перший член в правій частині рівняння (3)) до тих пір, поки не настане магнітна реверсація (зміна полярності) полоїдального поля в епоху максимуму циклу плям. Після реверсації диференційне обертання починає генерувати нову тороїдальну компоненту протилежної орієнтації до попередньої, так що сумарне тороїдальне поле поступово зменшується. У міру його зменшення α -ефект все ще підсилює нову полоїдальну компоненту, допоки сумарне тороїдальне поле не зникне в епоху нового мінімуму активності плям [14]. В цей час нове полоїдальне поле протилежної орієнтації, навпаки, досягає свого максимального значення.

Таким чином, зміна в часі амплітуд і полярностей глобальних магнітних компонент Сонця відбувається в протифазі. В епоху максимуму циклу, коли амплітуда тороїдального поля найбільша, полоїдальне поле проходить через нульове значення і змінює свою полярність. І навпаки, в епоху мінімуму, коли тороїдальне поле проходить через нульове значення і змінює полярність (знак), амплітуда полоїдального поля стає максимальною.

Після завершення зазначеного сценарію завдяки регулярному диференційному обертанню розпочинається нове зростання тороїдальної компоненти протилежної орієнтації, так що далі описаний цикл повторюється, але з протилежними полярностями глобальних полів. Таким чином реверсація полярностей глобальних магнітних полів в описаній схемі відбувається відповідно до спостереженого магнітного циклу Хейла [24]. Механізм регенерації основних компонент глобального магнітного поля і замикання сонячного циклу внаслідок двох зазначених базових турбулізованих конвективних ефектів збудження магнетизму прийнято називати моделлю $\alpha\Omega$ -динамо циклу [1–3, 6, 18, 22, 23].

Суттєву роль в описаному сценарії відіграє турбулентна дифузія v_T , яка створює необхідність постійної генерації магнітного поля і водночас входить важливою складовою частиною в процеси еволюції магнітних полів. Вона об'єднує всі маломасштабні петлі магнітного потоку в одне згладжене поле і, крім того, сприяє поширенню великомасштабного поля із ділянки його генерації по всій СКЗ. У випадку, коли генерація і дифузія магнітних потоків зрівноважені отримують циклічну модель турбулентного $\alpha\Omega$ -динамо, яка описується системою рівнянь (3)–(4).

Омега-ефект і прогнозування потужності циклів. Загальноприйнято, що радіальний градієнт кутової швидкості $\partial\Omega/\partial r$, діючи в сонячних глибинах на полоїдальне поле B_P , трансформує його в тороїдальне поле B_T (див. рівняння (4)). Зазвичай вважають [1–3, 6, 18, 22, 23], що найбільш сприятливим місцем для генерації тороїдального поля служать глибинні шари поблизу дна СКЗ у районі тахокліну, де густина кінетичної енергії диференційного обертання значно перевищує густину магнітної енергії. Окрім того, тут збуджуване поле зазнає найменших втрат внаслідок магнітної плавучості.

За допомогою моделі $\alpha\Omega$ -динамо на підставі даних спостережень в роботі [25] уперше було теоретично обґрунтовано *функціональний зв'язок* між амплітудою полоїдального поля B_P , що спостерігається в полярних областях у мінімумі циклу, і інтенсивністю плямоутворення W наступаючого циклу. На підставі встановленої функціональної залежності зазначених магнітних індексів був зроблений вдалий прогноз чисел Вольфа 21-го циклу [25]. Виявлена кореляція зумовлена досить стабільною регулярністю диференціального обертання $\partial\Omega/\partial r$, якому притаманні лише незначні зміни з часом [14]. Оскільки $B_T \sim B_P \partial\Omega/\partial r$ (див. рівняння (3)), то при майже стабільній величині радіального градієнту диференційного обертання $\partial\Omega/\partial r$ полоїдальне поле B_P в епоху мінімуму циклу зумовлює величину згенерованого тороїдального поля B_T , тобто активність плямоутворення, в наступаючому циклі. В. Макаров та ін. [26] на підставі статистичного опрацювання спостережених даних 16–22 циклів виявили високу лінійну кореляцію між запровадженим ними A -індексом (магнітним моментом крупномасштабного полоїдального поля) і амплітудою W наступного максимуму. Згодом Дж. Джянґ та ін. [27] на підставі спостережених даних останніх 9 циклів встановили залежності річних значень міжнародних чисел сонячних плям R_{\max} від дипольного моменту DM , розрахованого на ос-

нові A -індексу [22], а також від дипольного моменту DM , визначеного в результаті прямих вимірювань полярного магнітного поля в мінімумі циклу [19] (рис. 1).

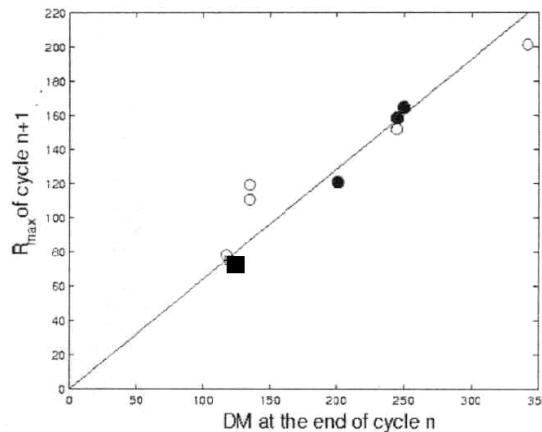


Рис. 1. Максимальна потужність сонячних циклів R_{\max}

(максимальне значення річних міжнародних чисел сонячних плям у даному циклі) як функція дипольного моменту (DM) полярного магнітного поля попередніх сонячних мінімумів. Світлі кружки – дипольний момент, оцінений на підставі A -індексу крупномасштабного магнітного поля [26], темні кружки – дипольний момент, отриманий в результаті прямих вимірювань полярного магнітного поля в мінімумі 21–23 циклів [19]. Квадрат – прогноз максимуму 24-го циклу, розрахований у 2007 р. [27] на підставі оцінок дипольного моменту на початку циклу і лінійної залежності, показаної на цьому графіку. (Рисунок узят з роботи [27])

Зазначені вище переконливі докази тісної кореляції між спостереженими полоїдальним полем в мінімумі циклу і амплітудою наступного циклу без сумніву свідчать, що Ω -ефект служить надійною складовою механізму сонячного $\alpha\Omega$ -динамо, а вимірювання полоїдального поля в мінімумі циклів можна залучати для прогнозів наступних максимумів циклів.

Поверхневий альфа-ефект і прогнозування полоїдальних полів в мінімумі циклів. Альфа-ефект Беккока–Лейтона пов'язаний з правилом Джоя [28], згідно з яким осі магнітних біполярних груп плям орієнтовані під певним кутом до широтного напрямку "схід-захід", так що західні (лідуючі по відношенню до обертання) плями знаходяться в середньому ближче до екватора, ніж східні хвостові плями (рис. 2).

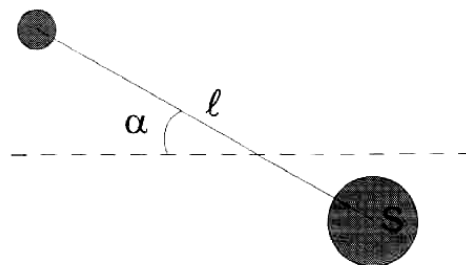


Рис. 2. Ілюстрація правила Джоя біполярних магнітних груп плям:

S – площа найбільшої плями в групі, l – відстань між центрами протилежних магнітних полярностей, α – кут нахилу магнітних осей біполярних груп плям до широтного напрямку. Пунктирна лінія показує локальну сонячну паралель в північній півкулі, екватор знаходиться внизу, тому кут нахилу α – позитивний. Малюнок взят з роботи [13]

Середній позитивний кут нахилу α (англ. *tilt angle*) впродовж циклу становить близько 4° , змінюючись при цьому від кількох градусів (для груп поблизу екватора) до 8 – 10° для високоширотних груп. Нахил осей біполярних груп зумовлений дією сили Коріоліса на *горизонтальні складові* швидкості стікання речовини донизу у спливаючих тороїдальних магнітних трубках. Сила Коріоліса повертає магнітні силові дуги (що утворюють біполярні групи плям) під певними кутами до екваторіального напрямку, які зростають при збільшенні геліошироти [29]. Маломасштабні полоїдальні компоненти магнітних петель, які з'єднують плями з протилежними полярностями, дають меридіональний внесок в глобальне полоїдальне поле в процесі розпаду активних областей впродовж циклу. Надзвичайно важливо, що ці маломасштабні меридіональні внески мають протилежне спрямування по відношенню до орієнтації затухаючого глобального полоїдального поля B_p поточного циклу. Турбулентна дифузія об'єднує маломасштабні магнітні флуктуації в крупніші утворення, а меридіональна циркуляція переносить їх до полюсів Сонця. У результаті тут спочатку відбувається погашення магнітного потоку поточного циклу, а потім накопичення магнітного потоку протилежної полярності [30, 31]. Зрештою це призводить до зародження нового глобального полоїдального поля протилежного знака ($-B_p$), яке досягає свого максимального значення на межі старого і нового циклів (в епоху мінімуму наступаючого циклу). Саме в цьому полягає суть нелокального поверхневого α -ефекту Беккока–Лейтона [4, 5], який відіграє актуальну роль в сонячному турбулентному динамо. Важливо, що описаний механізм пов'язаний зі спостереженими характеристиками магнітних активних областей. Тому його внесок в генерацію магнітного поля можна оцінити на підставі статистичної обробки спостережених даних.

Внесок активних областей в полоїдальне поле сумірний їхньому магнітному потоку [13], який пропорційний площі плям. Тому в роботах [12–14] загальний внесок всіх спостережених впродовж певного часу активних областей описується параметром магнітної потужності сонячних плям B , який визначається як сумарний добуток

$$B = \sum S_i l_i \sin \alpha_i, \tag{5}$$

де S_i – площа найбільшої плями в певній групі, l_i – відстань між зваженими центрами протилежних магнітних полярностей, α_i – кут нахилу магнітних осей біполярних груп плям до широтного напрямку. Підсумовування ведеться за всіма активними областями, що спостерігаються в певний проміжок часу, індекс сумування i відповідає окремій групі плям, а зазначені параметри беруться для фази максимального розвитку кожної групи. У тих випадках, коли сумування у виразі (5) ведеться за весь сонячний цикл, величину B позначають як $B_{\text{сус}}$ [32].

Оскільки α -ефект перетворює тороїдальне поле B_T на полоїдальне B_P згідно з рівнянням (4): $B_P \sim \alpha B_T$, то у дослідників були наївні очікування функціональної залежності полоїдального поля B_P на межі старого і нового циклів (епоха мінімуму нового циклу) від амплітуди (чисел Вольфа W) старого циклу, подібної до зумовленої Ω -ефектом функціональної залежності W від B_P [27], яка зображена на рис. 1. Однак, виявилось, що амплітуда поточних не корелює з дипольним полоїдальним полем B_P у кінці цих циклів [13, 20, 26] (див. рис. 3б).

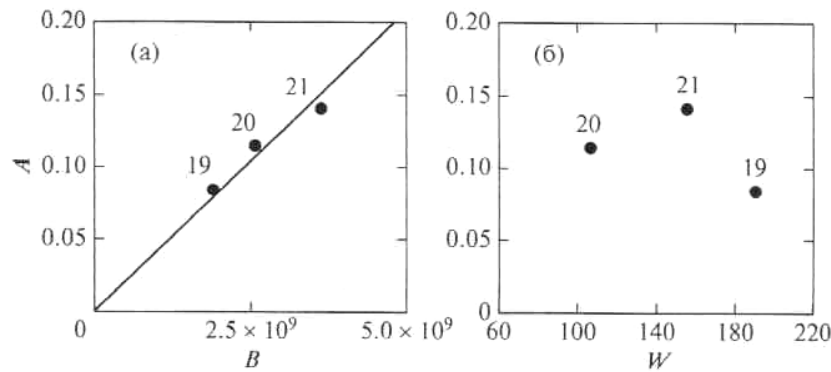


Рис. 3: а) положення окремих сонячних циклів в координатах величин B , розрахованих за формулою (1)

(площа найбільшої плями в певній групі була взята в мільйонних частках сонячної півсфери, а відстань між зваженими центрами протилежних магнітних полярностей – в кілометрах), і значень індексу A крупномасштабного магнітного поля (магнітним моментом крупномасштабного полоїдального поля) [26] у наступні мінімуми активності. Біля розрахованих точок вказано номери циклів; спостережені, дані для яких брались із каталогу сонячної діяльності Пулковської астрономічної обсерваторії [33].

Отримана лінійна кореляція описується співвідношенням $A = 4,1 \times 10^{-11} B$;

б) те саме для амплітуди циклів W (максимальні усереднені за рік числа Вольфа) і індексу A в наступні мінімуми циклів (рисунок узят з роботи [13])

У термінах динамо-теорії це *нібито свідчить про відсутність функціональної залежності* полоїдального поля B_P у кінці поточних циклів (мінімумі наступних циклів) від тороїдального поля B_T у максимумі поточного циклу. Дослідники вважають, що таке співвідношення все ж таки реалізується завдяки α -ефекту, але його неоднозначність зумовлена випадковими флуктуаціями, властивими цьому ефекту [13, 14, 32]. На противагу майже стабільному в часі ефекту, для α -ефекту властива значна хаотичність у часі й просторі. Альфа-ефект пов'язаний з відносно маломасштабними рухами, які не є регулярними на відміну від глобального диференційного обертання. Тому випадкові *флуктуації порушують функціональний зв'язок* між тороїдальною і полоїдальною компонентами магнітного поля [27].

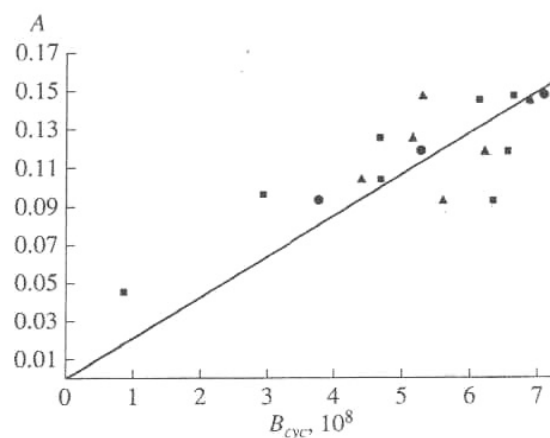


Рис. 4. Залежність значень індексу крупномасштабного дипольного магнітного поля A [26]

у мінімумах активності окремих сонячних циклів від магнітної потужності плям поточних циклів $B_{\text{сус}}$.

Кружками показано дані каталогу сонячної діяльності Пулковської астрономічної обсерваторії (19–21 цикли) [33], трикутниками – обсерваторія Маунт-Вілсон (16–21 цикли) [37], квадратами – обсерваторія Кодайканал (14–21 цикли) [37].

Наведена лінійна кореляція описується співвідношенням $A = 2,16 \times 10^{-10} B_{\text{сус}}$ (рисунок узят з роботи [32])

Однак внесок механізму Бабкока–Лейтона в генерацію полоїдального поля, включаючи наявні флуктуації, можна все ж таки оцінити за даними спостережень сонячних плям. І саме формула (5) надає таку можливість на підставі засвоєння (асиміляції) спостережених даних біполярних груп сонячних плям. Тобто, ситуація значно поліпшується і площі найбільших груп плям починають корелювати з полярними магнітними потоками в кінці циклів (коли нове полоїдальне поле згідно з моделлю $\alpha\Omega$ -динамо досягає максимального значення), якщо ці площі помножити на середньо зважені кути нахилів біполярних магнітних областей (БМО) і врахувати протяжність біполярних груп. У роботі Л. Кичатинова і С. Олемського [13] на підставі спостережених даних циклів 19–21 виявлено хорошу кореляцію між сумарним внеском усіх сонячних груп плям (розрахованим з допомогою виразу (5) шляхом асиміляції площі найбільшої плями в БМО, протяжності і кута нахилу кожної біполярної групи плям) і крупномасштабним дипольним магнітним полем в кінці циклів (рис. 3а). У роботах [14, 32, 28] ці результати було підтверджено на підставі довшого ряду (за 14–21 сонячні цикли) спостережених даних (див. рис. 4).

У роботі [34] на підставі опрацювання бази сонячних даних, що охоплюють часовий інтервал довший століття, було дослідження кореляції між площами сонячних плям (максимальної і сумарної за цикл) [35] і величиною усередненого полярного магнітного потоку (розрахованого із вимірів полярних факелів) в мінімумі циклів [36]. Установлено, що площі сонячних плям поточних циклів не корелюють з полярним магнітним потоком наступних мінімумів. **Тому площа сонячних плям сама по собі не може бути підходящим параметром для використання в прогнозах полярних магнітних потоків на початку нових циклів на основі моделей динамо.**

Отже, ситуація значно поліпшується і площі плям починають корелювати з полярними магнітними потоками, якщо ці площі помножити на середньо зважені кути нахилів БМО і врахувати протяжність біполярних магнітних груп плям. Це свідчить про те, що при спільному засвоєнні (асиміляції) кутів нахилу, площі плям і протяжності біполярних груп **відновлюється функціональна залежність** полярних магнітних потоків на початку нових циклів (коли полоїдальне поле досягає максимального значення) від асимільованого параметру сонячних плям попереднього циклу. Тому цей асимільований параметр, ймовірно, є невід'ємною компонентою майбутніх сонячних прогнозів на основі моделей динамо. Проаналізовані кореляції спостережених сонячних даних, отриманих за століття, підсилюють переконання, що процеси виникнення і розпаду БМО служать основним механізмом генерації полоїдального поля (тобто свідчать на користь механізму Бабкока–Лейтона).

Висновок. Згідно з моделлю сонячного $\alpha\Omega$ -динамо радіальний градієнт кутової швидкості $\partial\Omega/\partial r$ діє на полоїдальне магнітне поле B_p , у результаті чого генерується тороїдальне магнітне поле B_T (Ω -ефект). Водночас спіральна турбулентність, діючи на тороїдальне поле B_T , регенерує нову полоїдальну магнітну компоненту протилежної орієнтації – B_p (альфа-ефект). Оскільки диференційному обертанню $\partial\Omega/\partial r$ притаманна майже стабільна регулярність, то між спостереженими величинами B_p і B_T існує функціональна залежність: максимальне магнітне поле B_p в епоху мінімуму визначає величину згенерованого поля B_T в наступаючому циклі, яке несе відповідальність за інтенсивність плямоутворення. Це надає можливість по величині визначеного на початку циклу поля B_p прогнозувати амплітуду R_{max} (числа Вольфа W) і потужність (загальну площу всіх плям) циклу.

Разом з тим, певний час в минулому не вдавалося виявити позитивних кореляцій між характеристиками сонячних плям циклу (числом Вольфа або загальною площею плям) і полярним магнітним потоком в кінці поточного циклу на межі з наступним циклом (мінімум нового циклу), коли полоїдальне магнітне поле досягає свого максимального значення. У термінах динамо-теорії це нібито свідчило про відсутність функціональної залежності полоїдального поля B_p в мінімумі нових циклів від тороїдального поля B_T у максимумі попередніх циклів.

Як згодом виявилось, це було зумовлено тим, що поверхневому α -ефекту Бабкока–Лейтона (який визначається кутами нахилу біполярних активних областей, турбулентною дифузією і меридіональною циркуляцією, і зумовлює регенерацію нового полоїдального поля) властиві випадкові флуктуації в часі і просторі.

Ситуація, однак, кардинально змінилася після того, як було запроваджено параметр магнітної потужності сонячних плям циклу, який представляє собою добуток площі всіх плям циклу на кути нахилу БМО. При спільному засвоєнні (асиміляції) площі плям, відстані між зваженими центрами протилежних магнітних полярностей і кутів нахилу відновлюється функціональна залежність полярних магнітних потоків (які служать індикатором полоїдального поля B_p) у мінімумі нового циклу від асимільованого параметру магнітної потужності сонячних плям (який характеризує відносну інтенсивність тороїдального поля B_T) попереднього циклу. У рамках $\alpha\Omega$ -динамо це свідчить про те, що поверхневий α -ефект Бабкока–Лейтона зумовлює генерацію нового полоїдального магнітного поля B_p циклу, а асимільований параметр магнітної потужності плям є невід'ємною компонентою майбутніх прогнозів активності сонячних циклів на основі моделей турбулентного $\alpha\Omega$ -динамо.

Список використаних джерел

1. Krause F. Mean Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory / F. Krause, K.-H. Rädler. – Oxford : Pergamon Press, Ltd., 1980. – 271 p.
2. Parker E. N. The formation of sunspots from the solar toroidal field / E. N. Parker // Astrophys. J., 1955. – Vol. 121. – P. 491–507.
3. Steenbeck M. The generation of stellar and planetary magnetic fields by turbulent dynamo action / M. Steenbeck, F. Krause // Zeits. Naturforsch., 1966. – Vol. 21a. – P. 1285–1296.
4. Babcock H. W. The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle / H. W. Babcock // Astrophys. J., 1961. – Vol. 133. – P. 572–1033.
5. Leighton R. B. A magneto-kinematic model of the solar cycle / R. B. Leighton // Astrophys. J., 1969. – Vol. 156. – P. 1–26.
6. Ossendrijver M. The solar dynamo / M. Ossendrijver // Astron. Astrophys. Rev., 2003. – Vol. 11, N 4. – P. 287–367.
7. Krivodubskij V. N. Rotational anisotropy and magnetic quenching of gyrotropic turbulence in the solar convective zone / V. N. Krivodubskij // Astron. Reports., 1998. – Vol. 42. – P. 122–126.
8. Krivodubskij V. N. The structure of the global solar magnetic field excited by the turbulent dynamo mechanism / V. N. Krivodubskij // Astron. Reports., 2001. – Vol. 45. – P. 738–745.
9. Krivodubskij V. N. Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone // Astron. Nachrichten. – 2005. – 326, N 1. – P. 61–74.
10. Krivodubskij V. N. Small scale alpha-squared effect in the solar convection zone / V. N. Krivodubskij // Kinematics and Physics of Celestial Bodies, 2015. – Vol. 31, N 2. – P. 55–64.
11. Erofeev D. V. An observational evidence for the Babcock-Leighton dynamo scenario / D. V. Erofeev // Proc. IAU Symp., 2004. – Vol. 223. – P. 97–98.
12. Sunspot group tilt angles and the strength of the solar cycle / M. Dasi-Espuig, S. K. Solanki, N. A. Krivova et al. // Astronomy. Astrophys., 2010. – Vol. 518, id. A7. – 10 p.

13. Kitchatinov L. L. Does the Babcock-Leighton mechanism operate on the Sun? / L. L. Kitchatinov, S. V. Olemskoy // Astron. Lett., 2011. – Vol. 37. – P. 656–658.
14. Kitchatinov L. L. The solar dynamo: Inferences from observations and modelling / L. L. Kitchatinov // Geomagnetism. Aeronomy, 2014. – Vol. 54. – P. 867–876.
15. Karak B. B. Babcock-Leighton solar dynamo: The role of downward pumping and the equatorward propagation of activity / B. B. Karak, R. Cameron // Astrophys. J., 2016. – Vol. 832, N 1, article id. 94. – 12 p.
16. Miesch M. S. A three-dimensional Babcock-Leighton solar dynamo model: Initial results with axisymmetric flows / M. S. Miesch, K. Teweldebirhan // Advances in Space Research, 2016. – Vol. 58, N 8. – P. 1571–1588.
17. Hazra G. A theoretical study of the build-up of the Sun's polar magnetic field by using a 3D kinematic dynamo model / G. Hazra, A. R. Choudhuri, M. S. Miesch // Astrophys. J., 2017. – Vol. 835, N 1, article id. 39. – 16 p.
18. Vainshtein S. I. The Turbulent Dynamo in Astrophysics / S. I. Vainshtein, Ya. B. Zel'dovich, A. A. Ruzmaikin. – Moscow : Nauka, 1980. – 352 p. (in rus.: Вайнштейн С. И. Турбулентное динамо в астрофизике / С. И. Вайнштейн, Я. Б. Зельдович, А. А. Рузмайкин. – М.: Наука, 1980. – 352 с.)
19. Svalgaard L. Sunspot cycle 24: Smallest cycle in 100 years? / L. Svalgaard, E. W. Cliver, Y. Kamide // Geophys. Research Lett., 2005. – Vol. 32, N 1. – CitelD L01104.
20. Solar cycle propagation, memory, and prediction: insights from a century of magnetic proxies / A. Muñoz-Jaramillo, M. Dasi-Espuig, L. A. Balmaceda, E. DeLuca // Astrophys. J. Lett., 2013. – Vol. 767, Is. 2, article id. L25. – 7 p.
21. Hathaway D. H. The solar cycle / D. H. Hathaway // Living Rev. Solar Phys., 2015 – Vol. 12, N 4. – P. 1–87.
22. Charbonneau P. Dynamo models of the solar cycle / P. Charbonneau // Living Rev. Solar Phys., 2010. – Vol. 7, N 3. – P. 1–91.
23. Cameron R. H. The global solar dynamo / R. H. Cameron, M. Dikpati, A. Brandenburg // Space Sci. Rev., 2016. (arXiv: 1602.01754v1 [astro-ph.SR] 4 Feb 2016).
24. Hale G. E. The low of Sun-spot polarity / G. E. Hale, S. B. Nicholson // Astrophys. J., 1925. – Vol. 62. – P. 270.
25. Using dynamo theory to predict the sunspot number during cycle 21 / K.H. Schatten, P. H. Scherrer, L. Svalgaard, J. M. Wilcox // Geophys. Research Lett., 1978. – Vol. 5. – P. 411–414.
26. Large-scale magnetic field and sunspot cycles / V. I. Makarov, A. G. Tlatov, D. K. Callebaut et al. // Solar Phys., 2001. – Vol. 198, N 2. – P. 409–421.
27. Jiang J. Solar activity forecast with a dynamo model / J. Jiang, P. Chatterjee, A. R. Choudhuri // MNRAS, 2007. – Vol. 381, N 4. – P. 1527–1542.
28. The magnetic polarity of sun-spots / G. E. Hale, F. Ellerman, S. B. Nicholson, A. H. Joy // Astrophys. J., 1919. – Vol. 49. – P. 153–186.
29. Wang Y.-M. Average properties of bipolar magnetic regions during sunspot cycle 21 / Y.-M. Wang, N. R. Jr. Sheeley // Solar Phys., 1989. – Vol. 124, N 1. – P. 81–100.
30. Wang Y.-M. Evolution of the Sun's polar fields during sunspot cycle 21 – Poleward surges and long-term behavior / Y.-M. Wang, A. G. Nash, N. R. Sheeley Jr. // Astrophys. J., 1989. – Vol. 347. – P. 529–538.
31. Komm R. W. Meridional flow of small photospheric magnetic features / R. W. Komm, R. F. Howard, J. W. Harvey // Solar Phys., 1993. – Vol. 147, N 2. – P. 207–223.
32. Olemskoy S. V. Fluctuations in the alpha-effect and grand solar minima / S. V. Olemskoy, A. R. Choudhuri, L. L. Kitchatinov // Astron. Reports., 2013. – Vol. 57, N 6. – P. 458.
33. URL: http://www.gao.spb.ru/database/csa/groups_r.htm.
34. Solar cycle propagation, memory, and prediction: insights from a century of magnetic proxies / A. Muñoz-Jaramillo, M. Dasi-Espuig, L. A. Balmaceda, E. DeLuca // Astrophys. J. Lett., 2013. – Vol. 767, L25. – 7 p.
35. A homogeneous database of sunspot areas covering more than 130 years / L. A. Balmaceda, S. A. Solanki, N. A. Krivova, S. Foster // J. Geophys. Research, 2009. – Vol. 114, Iss. A7. – CitelD A07104.
36. Calibrating 100 years of polar faculae measurements: implications for the evolution of the heliospheric magnetic field / A. Muñoz-Jaramillo, N. R. Sheeley, J. Zhang, E. E. DeLuca // Astrophys. J., 2012. – Vol. 753, N 2, article id. 146. – 14 p.
37. URL: ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_REGIONS.

Надійшла до редколегії 03.03.17

В. Криводубский, д-р физ.-мат. наук,
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

АЛЬФА-ЭФФЕКТ БЭБКОКА–ЛЕЙТОНА В ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ СОЛНЦА

Проведен анализ недавних исследований цикличности магнитной активности Солнца на основе $\alpha\Omega$ -динамо модели. Согласно модели $\alpha\Omega$ -динамо радиальный градиент угловой скорости $\partial\Omega/\partial r$ действует на полоидальное магнитное поле B_p , в результате чего генерируется тороидальное магнитное поле B_T (Ω -эффект). В то же время спиральная турбулентность, действуя на тороидальное поле B_T , регенерирует новую полоидальную магнитную компоненту противоположного знака – B_p (альфа-эффект). Поскольку дифференциальному вращению $\partial\Omega/\partial r$ присуща почти стабильная регулярность во времени, то между наблюдаемыми величинами B_p и B_T существует функциональная зависимость. Полоидальное магнитное поле B_p в эпоху минимума нового солнечного цикла (когда поле B_p максимальное) определяет величину сгенерированного тороидального магнитного поля B_T , которое несет ответственность за интенсивность пятнообразования в наступающем цикле. Это дает возможность по величине измеренного в начале цикла магнитного поля B_p прогнозировать амплитуду (числа Вольфа W) и мощность (общую площадь всех пятен) нового цикла. Вместе с тем, длительное время в прошлом не удавалось обнаружить положительных корреляций между характеристиками солнечных пятен цикла (числом Вольфа или общей площадью пятен) и полярным магнитным потоком (который характеризует величину полоидального поля B_p) в эпоху минимума цикла (конец старого цикла и начало нового). Как впоследствии оказалось, это было обусловлено тем, что α -эффекту Бэбкока–Лейтона, который определяется углами наклона биполярных магнитных областей, турбулентной диффузией и меридиональной циркуляцией, и приводит к регенерации полоидального поля, присущи случайные флуктуации во времени и пространстве. Ситуация, однако, кардинально изменилась после того, как был введен параметр магнитной мощности цикла, представляющий собой произведение площади всех пятен цикла на углы наклона биполярных магнитных областей. При совместной ассимиляции площади пятен, расстояния между взвешенными центрами противоположных магнитных полярностей и углов наклона восстанавливается функциональная зависимость полярных магнитных потоков (которые служат индикатором полоидального поля B_p) от ассимилированного параметра магнитной мощности солнечных пятен (характеризующего относительную интенсивность тороидального поля B_T). В рамках $\alpha\Omega$ -динамо это свидетельствует о том, что поверхностный α -эффект Бэбкока–Лейтона приводит к генерации нового полоидального магнитного поля, а ассимилированный параметр магнитной мощности пятен является неотъемлемой компонентой будущих прогнозов активности солнечных циклов на основе моделей динамо.

V. Krivodubskij, Dr. Sci.
Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

THE ALPHA EFFECT OF BABCOCK-LEIGHTON IN THE IN THE SURFACE LAYERS OF THE SUN

The paper reviews recent studies of cyclicity of magnetic activity of the Sun based on the $\alpha\Omega$ -dynamo model. According to the $\alpha\Omega$ -dynamo model the radial gradient of angular velocity $\partial\Omega/\partial r$ acts on the poloidal magnetic field B_p , as a result generating the toroidal magnetic field B_T (Ω -effect). Meanwhile helical turbulence, acting on the toroidal field B_T , regenerates new poloidal magnetic component of opposite sign – B_p . Since the differential rotation $\partial\Omega/\partial r$ is inherent in almost stable regularity in time, there is a functional dependence between the observed values of the poloidal B_p and toroidal B_T magnetic fields. Poloidal magnetic field B_p in minimum epoch of the solar cycle (when field B_p has maximum value) determines the amount of the generated toroidal magnetic field B_T (which is responsible for intensity of the spots activity in the coming cycle). This allows us to predict the amplitude (Wolf numbers W) and the strength (the total area of spots) of cycle for the measured field B_p at the beginning of the cycle.

However, for a long time in past there were no detected the positive correlations between the characteristics of sunspots cycle (Wolf number or the total area of spots) and polar magnetic flux (which characterized the value of poloidal field B_p) at the end of the cycle. In the terms of dynamo theory it was supposedly evidenced of the absence of functional dependence poloidal fields B_p at the end of cycles on the toroidal field B_T in maximum of cycles. As it turned out later, this was due to the fact that the surface α -effect of Babcock–Leighton (which defined by tilt angles of the bipolar magnetic fields, turbulent diffusion and meridional circulation, and causes the regeneration of the poloidal field) is characterized by random fluctuations in time and space. The situation, however, changed drastically after the introducing of the parameter of magnetic strength spots of cycle, which is a product of the area of spots cycle and tilt angles of the bipolar magnetic groups. By combining assimilation of the area of spots, the distance between the weighted centers of opposite magnetic polarity and the tilt angles, the functional dependence of polar magnetic flux (which is an indicator of poloidal field B_p) on the assimilated parameter magnetic strength of sunspots (which describes the relative intensity of the toroidal field B_T) was restored. Within the framework of the $\alpha\Omega$ -dynamo this indicates that the surface α -effect of Babcock–Leighton leads to the generation of the poloidal magnetic field at the end of the current cycle, and assimilated parameter of magnetic strength spots of cycle is an integral component for future forecasts of solar activity based on the dynamo models.

УДК 524.7

E. Fedorova¹, Ph. D., A. Vasilenko², Ph. D., V. Zhdanov¹, Dr. Sci., Prof.,
¹Astronomical Observatory of National Taras Shevchenko University of Kyiv, Kyiv
²Main Astronomical Observatory of the NAS of Ukraine, Kyiv

PECULIAR AGNS FROM THE INTEGRAL AND RXTE DATA

We analysed how the active galactic nucleus (AGN) X-ray primary continuum depends on AGN activity in radio, using the data of RXTE Spectral & Timing Database (Rossi X-ray Timing Explorer) and INTEGRAL (INTERNATIONAL Gamma-Ray Astrophysics Laboratory). Our aim is to test the relation between spectral shapes of these AGNs and the prediction of the "spin-paradigm" model of the AGN "central engine". We have found that for the major part of radio-quiet (RQ) AGNs the value of high-energy exponential cut-off in primary spectrum appears to be significantly higher than 100 keV and thus follows the "spin-paradigm" predictions. In the same time, near 25 % of radio-loud (RL) AGNs demonstrate the high-energy cut-off at the energies above 150 keV, contradicting the "spin paradigm". We have composed a sample of "peculiar" 69 RQ and 10 RL AGNs that seem to contradict to the "spin paradigm" for further individual studies of these objects.

Key words: galaxies: Seyfert – X-rays: galaxies: active – galaxies

Introduction. One of the most prominent physical differences between AGNs of various classes can be related with jet activity and RL/RQ dichotomy. There are several schemes explaining physical (non-geometrical) differences in the AGN structure, and one of the most well-known of them is often referred to as the "spin-paradigm". This model associates the jet activity with high values of the central super massive black hole (SMBH) spin as well as with the direction of rotation of the accretion disk (AD) around the black hole [1]. Namely, high values of the SMBH spin ($a > 0.75$) in prograde system (i.e. when the directions of the SMBH spin and the angular velocity of accretion disk rotation are the same) and retrograde systems (i.e. systems with SMBH spin antiparallel to the angular velocity of AD) with the spin of SMBH $a < -0.1$ correspond to powerful jet and radio emission in RL AGN with the radio loudness parameter $R = L_{\text{radio}} / L_{\text{vopt}} > 100$ (here L_{radio} and L_{vopt} are monochromatic luminosities at 5GHz and in V band, correspondingly [2]). The comparably low values of SMBH spin ($-0.1 < a < 0.5$) corresponds to RQ AGNs with low values of radio loudness parameter ($R < 100$, [2]) and weak or no jets [3].

Following this model, in RQ AGNs fit into standard Shakura-Synyaev AD model [4] (i.e. geometrically thin, radiatively efficient, steady state disk with zero viscosity at the sonic point) with almost radial infall inside the innermost stable orbit; whereas the disks in RL AGNs are "torqued" (there is nonzero magnetic viscosity at the sonic point) magnetized disks described by Agol and Krolik [5]. In such systems the spin energy of central SMBH can dissipate through the sonic point into the disk due to magnetic reconnection between the inner part of AD and SMBH horizon. One of the consequences of this model is that the innermost part of AD in RL AGN is disrupted and smeared away by powerful centrifugally-driven jet outflows, leading to the low values of the exponential cutoff in the spectrum of the primary emission (below 100 keV), whereas the high values or absence of the high-energy cut-off are prescribed to RQ AGN spectrum. However, some objects were found which seem to contradict this paradigm [6-9]. That is why it is interesting to compare the high-energy exponential cut-off with the RL/RQ characteristics of AGNs.

In the present paper we obtain main parameters of the hard X-ray spectra (0.5–250 keV) of 79 non-blazar Seyfert galaxies from RXTE spectra & timing database to find the objects with peculiar spectral shape. Additionally, we consider for this aim the objects of INTEGRAL sample we worked out earlier in [10].

In Sections 2 we describe the samples of AGNs we considered, and describe the data and models, and present the best fit individual model parameters of the AGNs of RXTE sample.

In Section 3, we show the resulting subsample of peculiar AGNs from both RXTE and INTEGRAL samples. Finally, in the last section we discuss our results and draw out conclusions.

Sample, data and fitting. We compiled a sample of AGNs from the RXTE AGN spectra and timing database. After excluding blazars and bad datasets, the final sample consists of 79 AGNs, including 10 RL and 69 RQ AGNs. We also included in our consideration the INTEGRAL sample of 95 AGNs we treated earlier in [10].

To perform our spectral fitting, we use the XSPEC 12.8 package of HEASOFT (High Energy Astrophysical SOFTWARE) software provided by NASA [11].

For the primary spectrum of AGN we used the standard power law with an exponential cut-off at high energies $A_{\text{PL}}(E) = KE^{\Gamma} \exp(-E/E_c)$ (cutoffpl), where Γ is the photon index and E_c is the cut-off energy. This primary emission is reflected from a neutral or ionized material of an accretion disc or gas-dust torus; to model it we used *pexrav* model [12]. This model describes a power-law emission partially reflected by an infinite flat slab of neutral or ionized medium. To take into account the proper absorption in the investigated object, described by the formula $A_{\text{abs}}(E) = \exp\{-N_H \sigma [E(1+z)]\}$ and