

ПРО ЕЛЕКТРИЧНІ ПОЛЯ В ПЛАЗМОВИХ ШАРАХ СОНЯЧНОЇ АТМОСФЕРИ

Виконано оцінки електричних полів у сонячній короні, які викликаються різними фізичними механізмами – поляризаційних електричних полів, полів викликаних припливними силами та індукційних електричних полів зумовлених неоднорідністю обертання Сонця. Показано, що індукційні електричні поля в сонячній короні на декілька порядків перевищують поля, викликані іншими механізмами.

Estimations of electric fields in a solar corona which are caused by various physical mechanisms – polarizing electric fields, fields caused by tidal forces and the induction electric fields caused by heterogeneity of rotation of the Sun are executed. It is shown that induction electric fields in a solar corona on some usages exceed the fields caused by other mechanisms.

Вступ. Електростатичне поле, яке виникає в результаті поляризації статичної плазми в гравітаційному полі, широко відоме під назвою поля Панекока-Росселанда [22, 26]. З відкриттям сонячного вітру необхідно було врахувати вплив плазмових потоків на це поляризаційне електричне поле. Аналіз ранніх робіт, присвячених розгляду цього впливу, подано в огляді Хундхаузена [16].

Подальший розвиток уявлень про електричні поля отримано в моделях корони з вмістом гелію. У першому, грубому наближенні, корона вважалась статичною. Зміну поляризаційного поля, пов'язаного з динамічним характером моделі розширення корони, знайшов Гейс та ін. [20]. Останнім часом електричні поля в короні враховувались при комп'ютерних розрахунках в рамках 16-ти компонентної моделі сонячного вітру [21].

Розширення плазми у вакуум – одне з важливих явищ фізики плазми. Пов'язані з ним ефекти відіграють істотну роль у прискоренні заряджених частинок у лабораторній [1, 8] і космічній плазмі [7], при витоку плазми із зірок, у лазерному термоядерному синтезі.

Прискорення іонів при розширенні плазми у вакуум спостерігалось у багатьох експериментах, починаючи з роботи Танберга [27]. Пояснення цього ефекту на основі механізму амбіполярного прискорення іонів електронами було запропоновано Плютто [10]. Більш строгий розгляд задачі про розширення плазми без зіткнень у вакуум, при умові постійності електронної температури, було виконано Гуревичем та ін. [2]. Один із висновків цієї роботи – можливість прискорення частини іонів завдяки дії виникаючого поляризаційного електричного поля до швидкостей порядку теплової швидкості електронів. Цей результат був потім підтверджений чисельним розв'язком аналогічної задачі на ЕОМ з урахуванням порушення квазінейтральності на фронті плазми, що розширюється [17]. Природно, при розгляді лабораторної плазми нехтували гравітаційними полями.

Дослідження потоків іонів у сонячному вітрі актуальні і сьогодні. В ряді робіт, присвячених сонячному вітру [3, 19, 21], враховується поляризаційне електричне поле.

У цій роботі подано оцінки електричних полів у сонячній короні, зумовлені різними фізичними процесами – поляризаційних електричних полів; полів, викликаних припливними силами; та індукційних полів, зумовлених неоднорідністю обертання Сонця.

У роботах [3, 4, 19] розглянута задача про застосування гідродинамічного наближення Паркера [23] до стаціонарного потоку плазми, який розширюється у вакуум із Сонця. Розглянуто рух квазінейтральної, при постійних однорідних температурах компонент, плазми. Основною іонною компонентою плазми вважався водень. У рамках прийнятої моделі отримано аналітичні вирази для залежності швидкості і концентрації електронів, поляризаційного поля і заряду від відстані до центра Сонця.

Нижче наведено формулу, отриману [3, 19] для оцінки поляризаційного електричного поля

$$E = \frac{GM m_p}{er^2 \left(1 + \frac{T_p}{T_e}\right)} \left(1 - \frac{T_p m_e}{T_e m_p}\right), \tag{1}$$

де $G (=6.67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-2})$ – гравітаційна постійна, M – маса Сонця, E – радіальна компонента напруженості електричного поля, m_e – маса електрона, m_p – маса протона, r – відстань від центра Сонця, $-e$ – заряд електрона.

У випадку ізотермічної корони $T_p = T_e$ і нехтуючи m_e/m_p (1) переходить у відомий вираз для електричного поля статичної плазми поляризованої гравітаційним полем (Панекока-Росселанда) [16]

$$E = \frac{GM m_p}{2er^2}. \tag{2}$$

Підставляючи в (1) параметри Сонця ($M = 1.99 \cdot 10^{30}$ кг - маса Сонця) і корони (T_p, T_e) можна оцінити електричне поле в основі сонячної корони

$$E = 2.84 \frac{\left(1 - \frac{T_p m_e}{T_e m_p}\right)}{\left(1 + \frac{T_p}{T_e}\right)} \text{ мкВ/м}. \tag{3}$$

Важливою особливістю обертання Сонця є його неоднорідність. Геліосейсмологічні дослідження дозволили визначити обертання внутрішніх шарів Сонця [6]. Вивчення неоднорідного обертання стимулюється тим, що воно, ймовірно, відіграє важливу роль в магнітній активності Сонця як зірки [9].

Індукційні явища, що виникають навколо однорідно намагніченої зірки, яка однорідно обертається, вперше розглядали Девісом [18] при розрахунках радіального і меридіонального електричних полів і електричних потенціалів. Задача про обертання намагніченої кулі в електроліті розглянута в класичній електродинаміці [11].

У даній роботі розглянуто електричні явища, які виникають внаслідок неоднорідного обертання однорідно намагніченого Сонця з урахуванням наявності зовнішніх плазмових шарів (атмосфери і корони).

Як відзначено в роботі [25] при ідеальному магнітогідродинамічному розгляді [22] з нескінченною провідністю плазми електрорушійні сили не індукуються. Тому в цій роботі також врахована скінченність питомої електричної провідності плазмових шарів Сонця, його атмосфери і корони.

Модель. Скористаємось моделлю Девіса однорідно намагніченої зірки, яка обертається [18]. Загальне магнітне поле Сонця вважаємо дипольним. Приймаємо, що вісь диполя паралельна вісі обертання Сонця. В області $r < a$ магнітна індукція B постійна (a – радіус Сонця).

На відміну від Девіса, який вважав що вся сфера радіуса a обертається як тверде тіло з кутовою швидкістю ω , ми враховуємо неоднорідність обертання сонячних шарів (рис. 1). Вважаємо, що внутрішня частина нижче тахокліну (промениста зона з ядром – L) обертається зі швидкістю ω_L , а зовнішня (конвективна зона – Z , нижня атмосфера – A і корона – C), при $r > a_L$, зі швидкістю ω_0 [9] ($\omega_Z = \omega_A = \omega_C = \omega_0$).

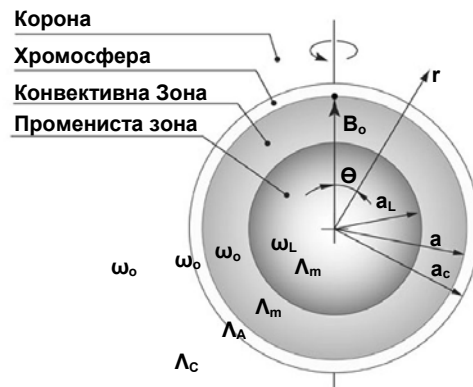


Рис. 1. Використана модель плазмових шарів Сонця

У сферичній системі координат для намагніченої кулі $r < a$ радіальна компонента магнітної індукції дорівнює

$$B_r^L = B_r^Z = B_0 \cos \theta, \tag{4}$$

а меридіональна компонента

$$B_\theta^L = B_\theta^Z = -B_0 \sin \theta. \tag{5}$$

Для зовнішнього шару кулі $r > a$ радіальна компонента магнітної індукції

$$B_r^A = B_r^C = \frac{B_0 a^3 \cos \theta}{r^3}, \tag{6}$$

а меридіональна

$$B_\theta^A = B_\theta^C = \frac{B_0 a^3 \sin \theta}{2r^3}, \tag{7}$$

де B_0 – магнітне поле на полюсі, r – відстань від центра Сонця, θ – полярний кут, який відраховується від осі обертання.

Для отримання аналітичних розв'язків приймаємо наближення ізотермічності для кожного плазмового шару. При проведенні чисельних оцінок приймалось, що питомі електропровідності плазмових шарів задовольняють нерівностіам $\lambda_A \ll \lambda_m, \lambda_C$.

Основні рівняння. Для електричного потенціала ϕ_L в нерухомій сферичній системі координат можна записати рівняння Пуасона для променистої зони (нижче тахокліну) $r < a_L < a$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \phi_L}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \phi_L}{\partial \theta} \right) = 2B_0 \omega_L. \tag{8}$$

Для електричного потенціала ϕ_Z - рівняння Пуасона для конвективної зони (вище тахокліну) $a_L < r < a$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi_Z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \varphi_Z}{\partial \theta} \right) = 2B_0 \omega_0, \quad (9)$$

а для зовнішнього шару $r > a$ для атмосфери, потенціал φ_A , і корони, потенціал φ_C , відповідно, задовольняють наступним рівнянням

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi_A}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \varphi_A}{\partial \theta} \right) = B_0 \omega_0 \frac{a^3}{r^3} (3 \cos^2 \theta - 1), \quad (10)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi_C}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \varphi_C}{\partial \theta} \right) = B_0 \omega_0 \frac{a^3}{r^3} (3 \cos^2 \theta - 1). \quad (11)$$

На межі між плазовими шарами на тахокліні, тобто при $r = a_L$ повинні виконуватися наступні граничні умови: для потенціалів

$$\varphi_L = \varphi_Z \quad (12)$$

і для радіальної компоненти електричного струму

$$-\lambda_m \frac{\partial \varphi_L}{\partial r} + \lambda_m B_0 \omega_L r \sin^2 \theta = -\lambda_m \frac{\partial \varphi_Z}{\partial r} + \lambda_m B_0 \omega_0 r \sin^2 \theta. \quad (13)$$

На межі між конвективною зоною і фотосферою, тобто при $r = a$ повинні виконуватися граничні умови: для потенціалів

$$\varphi_A = \varphi_Z \quad (14)$$

і для радіальної компоненти струму

$$-\lambda_m \frac{\partial \varphi_Z}{\partial r} + \lambda_m B_0 \omega_0 r \sin^2 \theta = -\lambda_A \frac{\partial \varphi_A}{\partial r} - \lambda_A B_0 \omega_0 \frac{a^3}{2r^2} \sin^2 \theta. \quad (15)$$

На нижній межі корони, тобто при $r = a_C$ повинні виконуватися граничні умови: для потенціалів

$$\varphi_A = \varphi_C \quad (16)$$

і радіальної компоненти струму

$$-\lambda_C \frac{\partial \varphi_C}{\partial r} - \lambda_C B_0 \omega_0 \frac{a^3}{2r^2} \sin^2 \theta = -\lambda_A \frac{\partial \varphi_A}{\partial r} - \lambda_A B_0 \omega_0 \frac{a^3}{2r^2} \sin^2 \theta. \quad (17)$$

Так як і Девіс [18], ми приймали потенціал на нескінченності рівним нулю.

Рівняння (8)–(11) утворюють повну систему диференціальних рівнянь для потенціалів із граничними умовами (12)–(17).

Аналітичні розв'язки для електричних потенціалів та електричних полів. В рамках прийнятої моделі отримані аналітичні розв'язки для розподілів потенціалів в плазових шарах Сонця (променистої зони, конвективної зони, атмосфери та корони, відповідно):

$$\varphi_L(r, \theta) = \left[A + \frac{B}{a^5} - \frac{B_0 \omega_0}{3} - \frac{2B_0(a^5 - a_L^5)(\omega_L - \omega_0)}{15a^5} \right] r^2 \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} + \frac{B_0 a_L^2 (\omega_0 - \omega_L)}{3} + \frac{B_0 r^2 \omega_L}{3} \quad (18)$$

$$\varphi_Z(r, \theta) = \left[\left(A + \frac{B}{a^5} - \frac{B_0 \omega_0}{3} + \frac{2B_0 a_L^5 (\omega_L - \omega_0)}{15a^5} \right) r^2 - \frac{2B_0 a_L^5 (\omega_L - \omega_0)}{15r^3} \right] \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} + \frac{B_0 r^2 \omega_0}{3} \quad (19)$$

$$\varphi_A(r, \theta) = \left(\frac{B}{r^3} + Ar^2 - \frac{B_0 a^3 \omega_0}{3r} \right) \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} + \frac{B_0 a^3 \omega_0}{3r}, \quad (20)$$

$$\varphi_C(r, \theta) = \left(\frac{C}{r^3} - \frac{B_0 a^3 \omega_0}{3r} \right) \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} + \frac{B_0 a^3 \omega_0}{3r}, \quad (21)$$

де

$$A = \frac{2B_0 a_L^5 \lambda_m (\omega_L - \omega_0) (\lambda_C - \lambda_A)}{\left(a_C^5 (6\lambda_m \lambda_C + 4\lambda_m \lambda_A + 9\lambda_A \lambda_C + 6\lambda_A^2) + 6a^5 (\lambda_A \lambda_C - \lambda_A^2 - \lambda_m \lambda_C + \lambda_m \lambda_A) \right)}, \quad (22)$$

$$B = \frac{-2B_0 a_C^5 a_L^5 \lambda_m (\omega_L - \omega_0) (2\lambda_A + 3\lambda_C)}{3 \left(a_C^5 (6\lambda_m \lambda_C + 4\lambda_m \lambda_A + 9\lambda_A \lambda_C + 6\lambda_A^2) + 6a^5 (\lambda_A \lambda_C - \lambda_A^2 - \lambda_m \lambda_C + \lambda_m \lambda_A) \right)}, \quad (23)$$

$$C = \frac{-10B_0 a^5 a_L^5 \lambda_A \lambda_m (\omega_L - \omega_0)}{3(a_C^5 (6\lambda_m \lambda_C + 4\lambda_m \lambda_A + 9\lambda_A \lambda_C + 6\lambda_A^2) + 6a^5 (\lambda_A \lambda_C - \lambda_A^2 - \lambda_m \lambda_C + \lambda_m \lambda_A))} \quad (24)$$

Отриманий розв'язок для корони переходить у вираз моделі Девіса [18] для електричного потенціалу за межами поверхні Сонця ($r > a$) при відсутності тахокліну і зовнішніх плазмових шарів ($\omega_L = \omega$, $\omega_0 = 0$, $a_L = a_C = a$, $\lambda_A = \lambda_C = 0$)

$$\varphi(r, \theta) = \left(-\frac{B_0 a^5 \omega}{3r^3}\right) \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} \quad (25)$$

Використовуючи розв'язки для потенціалів, отримаємо аналітичні вирази для електричних полів [11]

$$E_r^i(r, \theta) = -\frac{\partial \varphi_i}{\partial r} \quad (26)$$

$$E_\theta^i(r, \theta) = -\frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_i}{\partial \theta} \quad (27)$$

Радіальна і меридіональна компоненти електричного поля у короні мають такий вигляд:

$$E_r^C(r, \theta) = \left(\frac{3C}{r^4} - \frac{B_0 a^3 \omega_0}{3r^2}\right) \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} + \frac{B_0 a^3 \omega_0}{3r^2} \quad (28)$$

$$E_\theta^C(r, \theta) = \left(\frac{C}{r^4} - \frac{B_0 a^3 \omega_0}{3r^2}\right) \frac{3 \sin 2\theta}{2} \quad (29)$$

які переходять у вирази моделі Девіса [18] для електричного поля за межами Сонця ($r > a$) при відсутності тахокліну і зовнішніх плазмових шарів ($\omega_L = \omega$, $\omega_0 = 0$, $a_L = a_C = a$, $\lambda_A = \lambda_C = 0$):

$$E_r(r, \theta) = \left(-\frac{B_0 a^5 \omega}{r^4}\right) \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} \quad (30)$$

$$E_\theta(r, \theta) = \left(-\frac{B_0 a^5 \omega}{r^4}\right) \frac{\sin 2\theta}{2} \quad (31)$$

Виконаємо оцінки величин радіальних електричних полів:

- поляризаційне електричне поле в основі сонячної корони $2.84 \cdot 10^{-6}$ v/m (згідно [3]);
- електричне поле зумовлене припливними силами планет $2.4 \cdot 10^{-13}$ v/m (згідно [13]);
- індукційне електричне поле в основі корони на екваторі $2.18 \cdot 10^{-2}$ v/m.

Для оцінки індукційних електричних полів використано такі значення параметрів моделі $B_0 = 10^{-4}$ Т, $a_L = 4.9 \cdot 10^8$ м, $a_C = 7.021 \cdot 10^8$ м, $a = 6.96 \cdot 10^8$ м, $\omega_L = 2.513 \cdot 10^{-6}$ rad/s, $\omega_0 = 2.262 \cdot 10^{-6}$ rad/s і питомі електропровідності плазмових шарів $\lambda_m = 10^6$ mho · m⁻¹, $\lambda_A = 10^4$ mho · m⁻¹, $\lambda_C = 10^6$ mho · m⁻¹.

Висновки. Отримано аналітичні розв'язки для розподілу електричних потенціалів і полів в плазмових шарах Сонця, зумовлених неоднорідністю його обертання.

1. При відсутності неоднорідності обертання і зовнішніх плазмових шарів ($\omega_L = \omega$, $\omega_0 = 0$, $a_L = a_C = a$, $\lambda_A = \lambda_C = 0$) розв'язки для розподілу електричних потенціалів і полів за межами поверхні Сонця співпадають з розв'язками Девіса [18].

2. Радіальні електричні поля, зумовлені неоднорідністю обертання Сонця на декілька порядків, перевищують радіальні поляризаційні поля і на багато порядків перевищують поля, зумовлені припливними силами планет.

Отримані результати є основою для знаходження індукційних електричних струмів у сонячній короні.

1. Быстренко Т., Загородный А. To the problem of influence of charging processes on the grain screening in plasmas // Укр. физ. журн. – 2002. – Т. 47, №4. – С. 341–345.
2. Гуревич А.В., Парийская Л.В., Потаевский Л.В. Автомодельное движение разреженной плазмы // Журн. эксп. теор. физ. – 1965. – Т. 49. – С. 647–655.
3. Ефименко В.М., Токий В.В., Токий Н.В. Электрическое поле и электрический заряд солнечной короны // Кинемат. и физика небес. тел. – 2004. – Т. 20, № 1. – С. 27–33.
4. Ефименко В.М., Токий В.В., Токий Н.В. Про стаціонарне розширення плазми у вакуум з урахуванням гравітаційних і електричних полів // Журн. физ. досл. – 2005. – Т. 9, № 3. – С. 122–125.
5. Ефименко В.М., Токий В.В., Токий Н.В. Про поляризаційні припливи в атмосфері Сонця // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. – 2007. – Вип. 44. – С. 4–6.
6. Кичатинов Л.Л. Дифференциальное вращение звезд // Успехи физ. наук. – 2005. – Т. 105, № 5. – С. 475–494.
7. Кошечая С.В., Гримальский В.В., Бурлак Г.Н., Коцаренко А.М. Acoustic channel of the lithosphere – ionosphere coupling // Укр. физ. журн. – 2002. – Т. 47, №2. – С. 142–146.
8. Находкин Н.Г., Зыков Г.А., Матвеев В.Т. Локализация и пичковый режим эмиссии ионов расширяющейся лазерной плазмы / Укр. физ. журн. – 1986. – Т. 31, №7. – С. 1017–1025.
9. Паркер Е. Космические магнитные поля. Их образование и проявления. Части 1 и 2. – М., 1982.
10. Плютто А.А. Ускорение положительных ионов в расширяющейся плазме вакуумных искр // Журн. эксп. теор. физ. – 1960. – Т. 39. – С. 1589–1593.
11. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М., 2003.
12. Токий В.В., Ефименко В.М., Токий Н.В. Меридиональные и зональные электрические поля в атмосферах Солнца и планет // Вісн. ДІСО. – 2005. – Т. 1. – С. 20–26.
13. Токий В.В., Ефименко В.М., Токий Н.В. Электрические поля, вызванные горизонтальными приливными силами в плазменных слоях атмосфер планет и звезд // Изв. Крым. астрофиз. обсерв. – 2007. – Т. 103, № 4. – С. 51–58.

14. Токий В.В., Ефименко В.М., Токий Н.В. Возмущения общего магнитного поля, вызванные горизонтальными приливными силами в экваториальной плоскости солнечной короны // Труды Першої наукової конференції «Науки про Землю та Космос – Суспільству». Київ, 25-27 червня 2007 р. – К., 2008.
15. Токий В.В., Ефименко В.М., Токий Н.В. Электричні потенціали та поля, обумовлені тахоклином, в плазмових прошарках однорідно намагніченого Сонця // Зб. наук. статей ІУ Міжвуз. науково-практичної конф. «Сучасні тенденції наукової парадигми географічної освіти України». – Донецьк., 2008.
16. Хундхаузен А. Расширение короны и солнечный ветер. – М., 1976.
17. Crow J.E., Auer P.L., Allen J.E. The expansion of a plasma into a vacuum // J. Plasma Phys. – 1975.– Vol. 14. – P. 65–76.
18. Davis L. Jr. Stellar Electromagnetic Fields // Phys. Rev. – 1947. – Vol. 72, N 7. – P. 632-633.
19. Efimenko V.M., Tokiy V.V., Tokiy N.V. Stationary electrical polarizing field and charge in plasma of the solar atmosphere // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. Suppl. Ser. – 2005. - № 5. – P. 169-171.
20. Geiss J., Hirt P., Leutwyler H. On acceleration and motion of ions in corona and solar wind // Sol. Phys. – 1970. – Vol. 12. – P. 458-483.
21. Lie-Svendsen O., Hansteen V.H., Leer E., Holzer T.E. The effect of transition region heating on the solar wind from coronal holes // Astrophys.J.-2002. – Vol. 566. – P. 562–576.
22. Pannekoek A. Ionization in stellar atmospheres //Bull. Astron. Inst. Neth. – 1922. – Vol. 1. – P. 107-118.
23. Parker E.N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields // Astrophys. J. – 1958. – Vol. 128, N 3. – P. 664–676.
24. Parker E.N. The Alternative Paradigm for Magnetospheric Physics // J. Geophys. Res. – 1996. – Vol. 101, N 10. – P. 587-597.
25. Parks G.K. Why Space Physics Needs to go Beyond the MHD // Space Sci. Rev. – 2004. – Vol. 113. - P. 97-125.
26. Rosseland S. Electrical state of a star // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. –1924. – Vol. 84. – P. 720-728.
27. Tanberg K. On the cathode of an ARC drawn in vacuum // Phys. Rev. – 1930. – Vol. 35. – P. 1080-1085.

Надійшла до редколегії 29.04.09

УДК-523.9-337

У. Лейко

ДОСЛІДЖЕННЯ ВАРІАЦІЙ ЗАГАЛЬНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ СОНЦЯ

Підсумовано результати досліджень загального магнітного поля Сонця, що проводилися в Астрономічній обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Наведено деякі особливості еволюції загального магнітного поля Сонця напередодні очікуваного довготривалого мінімуму сонячної активності.

We review selected results of investigation of large-scale solar magnetic field which have been made at the Astronomical Observatory of Taras Shevchenko Kiev National University. Some features of evolution of solar mean magnetic field before expected long-term minimum of solar activity are presented.

Вступ. Загальне магнітне поле Сонця (ЗМПС), що характеризує Сонце як зірку, є інтегроване по видимому диску Сонця значення поздовжньої компоненти поверхневого магнітного поля. По суті, це розбаланс магнітного потоку видимої півсфери Сонця (переважання потоку однієї із полярностей). ЗМПС є глобальною характеристикою магнітної змінності Сонця, корелює зі структурою фотосферного та міжпланетного магнітних полів, числами Вольфа та іншими індексами сонячної активності.

Виміри ЗМПС (магнітографічні спостереження Сонця у паралельному пучку) були започатковані у 1967 р. в Кримській астрофізичній обсерваторії [15]. Регулярні спостереження ЗМПС виконувалися також в обсерваторіях Маунт Вілсон (1972–1982 рр.), сонячній обсерваторії імені Уілкса Станфордського університету (1975–2009 рр.), епізодичні – у Саянській обсерваторії. Ще на початковій стадії вивчення ЗМПС дослідниками КрАО було показано (а в подальшому підтверджувалося і іншими дослідниками), що визначальний внесок у сигнал магнітографа при вимірюванні ЗМПС дають слабкі фотосферні магнітні поля [3].

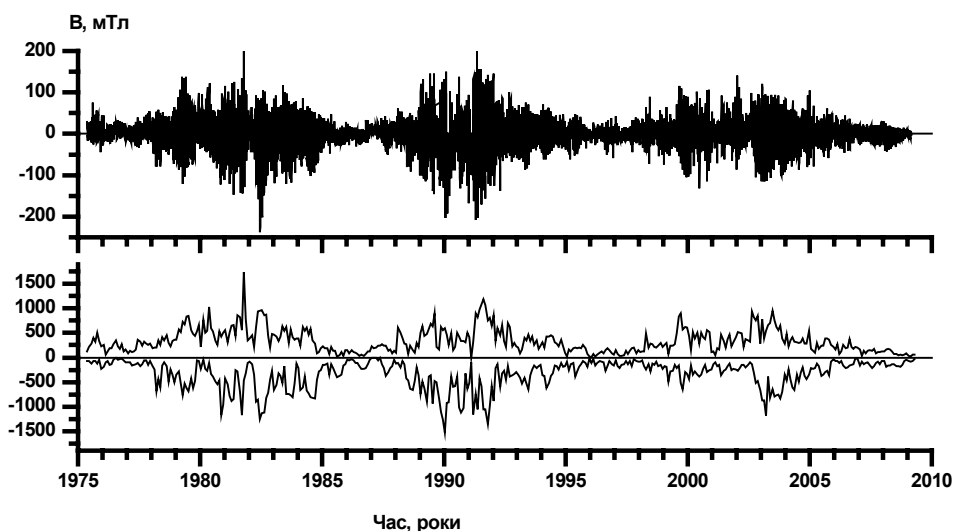


Рис. 1. Верхня панель: часовий ряд добових вимірів напруженості B ЗМПС (Станфорд, 5.1975–4.2009); Нижня панель: сумарні місячні значення напруженості компонент ЗМПС позитивної та негативної полярності (верхній і нижній графіки відповідно)