

Валентин Сідлецький
Ірина Красногорська

ДОСЛІДЖЕННЯ СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ МЕТОДАМИ СТОХАСТИЧНОГО АНАЛІЗУ



Методичний посібник

Міністерство освіти і науки України
Рівненський державний гуманітарний університет
Факультет документальних комунікацій, менеджменту, технологій та фізики
Кафедра фізики, астрономії та методики викладання

Валентин Сідлецький
Ірина Красногорська

Дослідження сонячної активності методами стохастичного аналізу

Методичний посібник для організації дослідницької навчальної діяльності з
фізики та астрономії для здобувачів вищої освіти з спеціальностей:
Е5 Фізика та астрономія, А4.08 Середня освіта (Фізика та астрономія),
А4.15 Середня освіта (Природничі науки)

Друкується за рішенням навчально-методичної комісії факультету документальних комунікацій, менеджменту, технологій та фізики Рівненського державного гуманітарного університету (протокол №2 від 27.10.2025 р.).

С34 Дослідження сонячної активності методами стохастичного аналізу. Методичний посібник для організації дослідницької навчальної діяльності з фізики для здобувачів вищої освіти з спеціальностей: Е5 Фізика та астрономія; А4.08 Середня освіта (Фізика та астрономія); А4.15 Середня освіта (Природничі науки) / Автори-укладачі: В. Сідлецький, І. Красногорська. – Рівне: РДГУ, 2025. – 71 с.

Автори-укладачі:

В. Сідлецький, кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри фізики, астрономії та методики викладання РДГУ;

І. Красногорська, магістр середньої освіти спеціальності А4.08 Середня освіта (Фізика та астрономія) факультету Документальних комунікацій, менеджменту, технологій та фізики РДГУ.

Рецензент: В.А. Мащенко – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри автоматизації, електротехнічних та комп'ютерно-інтегрованих технологій НУВГП.

Відповідальний редактор В.О. Мислінчук, кандидат педагогічних наук, доцент, завідувач кафедри фізики, астрономії та методики викладання РДГУ.

Методичний посібник призначений для організації самостійної науково-дослідницької діяльності з фізики та астрономії. Він буде корисний для вчителів, фізиків-практиків, учнів та здобувачів вищої освіти спеціальностей: Е5 Фізика та астрономія, А4.08 Середня освіта (Фізика та астрономія), А4.15 Середня освіта (Природничі науки).

Методичний посібник схвалений та рекомендований до друку кафедрою фізики, астрономії та методики викладання РДГУ (протокол №9(а) від 29 вересня 2025 р.).

Зміст

ВСТУП.....	4
РОЗДІЛ I. СОНЦЕ І СОНЯЧНА АКТИВНІСТЬ.....	8
1.1. Будова Сонця	8
1.2. Сонячна атмосфера	11
1.3. Сонячна активність та проблеми її аналізу	17
1.4. Цикли сонячної активності	24
РОЗДІЛ II. МЕТОДИКА ФРАКТАЛЬНОГО АНАЛІЗУ	29
2.1. Фрактальні часові послідовності	29
2.2. Показник Херста та процедура методу нормованого розмаху.....	35
2.3. Фрактальні характеристики часових рядів.....	40
РОЗДІЛ III. АНАЛІЗ ЧАСОВИХ РЯДІВ ХАРАКТЕРИСТИК СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ	44
3.1. Індекси сонячної активності	44
3.2. Часові послідовності чисел Вольфа та їх періодограма.....	48
3.3. Фрактальні характеристики часового ряду чисел Вольфа.....	54
ВИСНОВКИ.....	61
ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	62

ВСТУП

Актуальність досліджень.

Сонце, наша найближча зірка, є джерелом життя та енергії для всіх живих організмів на Землі. Його динамічна поведінка та активність відіграють велику роль у функціонуванні нашої планети [1-3]. Вивчення сонячної активності (СА), розуміння її механізму та змін є ключовими завданнями для науковців у багатьох галузях, включаючи сонячну фізику, астрономію, космічну метеорологію та кліматологію [3-6].

Актуальність дослідження сонячної активності полягає в тому, що вона безпосередньо впливає на життя на Землі. Ці процеси, зокрема сонячні спалахи та сонячні вітри, можуть мати негативний вплив на супутники, електромагнітні комунікаційні системи та електропередачу, що призводить до порушень у технологічних системах та загрози для економічних і соціальних сфер [7, 8]. СА має важливий вплив на кліматичні процеси на Землі, зокрема на розподіл температури, зміни клімату та формування погодних умов [5, 6]. Багато прикладів вказують на те, що сонячна активність значною мірою позначається на біологічних процесах і здоров'ї людини [9-11].

За останні десятиліття спостерігається зростання інтересу до дослідження СА. Розвиток нових технологій та спостережних засобів дозволяє отримувати більш детальну та точну інформацію стосовно її процесів, включаючи дані про сонячні плями, спалахи та сонячні вітри. Також значний прогрес зроблено у розвитку математичних та статистичних методів аналізу, що дозволяє глибше й повніше зрозуміти складні процеси, які відбуваються на Сонці.

Дослідження сонячної активності є актуальним завданням з багатьох причин. По-перше, розуміння її механізмів важливе для прогнозування сонячних спалахів та інших подій, які можуть мати вплив на технологічні системи і комунікації на Землі. Це дозволяє приймати вчасні заходи для захисту інфраструктури та мінімізувати можливі шкоди.

По-друге, дослідження СА допомагає краще розуміти вплив Сонця на

кліматичні процеси на Землі. Велика кількість енергії, яку Сонце випромінює, впливає на розподіл тепла у нашій планеті і може викликати зміни в кліматі. Дослідження сонячної активності допомагає встановити зв'язки між сонячними циклами і кліматичними змінами, що має велике значення для прогнозування майбутнього клімату та розробки стратегій адаптації.

По-третє, сонячна активність викликає інтерес серед науковців із різних галузей, включаючи фізику, астрономію, геологію та космологію. Її дослідження відкриває можливості для вивчення фізичних процесів, які відбуваються в зорях загалом. Пізнання сонячної активності сприяє розширенню нашого знання про Всесвіт і наше місце в ньому.

Загальний прогрес у дослідженні сонячної активності залежить від використання сучасних методів аналізу даних. У зв'язку зі складністю сонячних процесів та великим обсягом даних, необхідні нові підходи для ефективного моделювання та прогнозування сонячної активності.

Прогнозування й аналіз складних процесів незалежно від областей їх прояву становить важливу задачу сучасної науки. Якщо поведінка певного параметра, що характеризує процес, не підлягає аналітичному опису, а виражається послідовністю чисел, отриманою в результаті вимірювань через певні проміжки часу, то кажуть, що мають справу з часовим рядом даного параметра [12-14].

Для розв'язання багатьох прикладних задач часто використовують різні показники варіації часових рядів, наприклад, дисперсія, коефіцієнт варіації, нормоване відхилення, критерій Тейла та ін. [14-17]. Ці показники є параметричними, а тому їх використання виправдане в тому випадку, коли досліджуваний ряд підкоряється нормальному розподілу (розподілу Гауса).

Однак більшість природних, економічних процесів [18, 19] носить фрактальний характер і їх поведінка розглядається з позицій детермінованого хаосу [20-22]. Відповідні цим процесам часові ряди зазвичай породжуються складними нелінійними системами, опис яких у вигляді диференціальних рівнянь чи дискретних відображень як правило супроводжується великими труднощами. В таких випадках застосування параметричних критеріїв при вивченні більшості

подібних процесів призводить до отримання некоректних результатів. У той же час нелінійна динаміка вказала шляхи удосконалення старих і розвитку нових способів прогнозування часових рядів, наклавши певні, хоча й мінімальні, обмеження на функцію зв'язку прогнозованого і попередніх значень ряду [23].

Якщо часовий ряд має фрактальну структуру, то незважаючи на дуже нерегулярний характер їх поведінки, він залишається незмінним на всіх масштабах, аж до мінімального. Іншими словами, з точністю до масштабного фактору, такі ряди на різних масштабах виглядають приблизно однаково [24].

Методи фрактального аналізу дозволяють виявляти закономірності в динаміці систем на фоні випадковостей, визначати циклічність та довжину пам'яті процесу, робити обґрунтовані висновки та прогнози [19, 20, 24-26]. Широка поширеність фрактальних властивостей часових рядів дозволяє сподіватися на наявність єдиного універсального механізму, що призводить до виникнення фрактальності в абсолютно різних природних системах. Пошук такого механізму є однією з найактуальніших задач сучасної науки.

Враховуючи, що сонячна активність вирізняється принциповою нелінійністю та нерегулярністю, цілком природним для вивчення її динаміки виглядає використання методів стохастичного аналізу. Вони дозволяють отримати глибше розуміння складних динамічних взаємозв'язків у сонячних процесах та виявити характерні закономірності, які можуть бути недостатньо видимими за допомогою традиційних методів.

Виходячи з вище сказаного, **метою даного посібника** стало застосування методу нормованого розмаху для аналізу динаміки сонячної активності у різних часових масштабах.

Завдання посібника передбачають:

1. Вивчення існуючих методів визначення фрактальної розмірності часових процесів та встановлення умов її точного визначення за мінімальною кількістю експериментальних даних.

2. Визначення параметра Херста і фрактальних характеристик часового ряду чисел Вольфа, встановлення динаміки їх зміни в залежності від довжини

ряду.

3. Оцінка фрактальними методами циклічності сонячної активності та довжини пам'яті часового ряду.

4. Встановлення зв'язку параметра Херста з іншими характеристиками часового ряду чисел Вольфа.

Для вирішення цих завдань використовуються методи фрактального аналізу одномірних часових рядів (нормованого розмаху), спектрально-кореляційного аналізу, лінійного регресійного методу оцінки параметрів.

РОЗДІЛ І

СОНЦЕ І СОНЯЧНА АКТИВНІСТЬ

1.1. Будова Сонця

Сонце, як і інші зірки, є величезним сферичним об'єктом, що складається переважно з водню та гелію. Його діаметр досягає 1 400 000 км, що в 109 разів більше діаметра Землі. Разом з тим густина зірки, завдяки її складу, в 4 рази менша за густину нашої планети. Деякі з основних характеристик Сонця наведено в табл. 1.1.

Таблиця 1.1.

Основні характеристики Сонця [27-30]

Відстань від Землі	максимальна	$1,528 \cdot 10^8$ км
	мінімальна	$1,471 \cdot 10^8$ км
Маса, $M_{\odot}$		$1,988 \cdot 10^{30}$ кг
Радіус, $R_{\odot}$		695 990 км
Середня густина		$1,408 \cdot 10^3$ кг/м ³
Світність, $L_{\odot}$		$3,86 \cdot 10^{26}$ Вт
Сонячна стала		1370 Вт/м ²
Температура поверхні		5 772 К
Хімічний склад на поверхні (за масою)		70% водню, 28% гелію, 2% решти елементів
Температура в центрі		$15,6 \cdot 10^6$ К
Хімічний склад у центрі (за масою)		35% водню, 63% гелію, 2% решти елементів
Вік		$4,6 \cdot 10^9$ років
Спектральний клас		G2V
Швидкість обертання (на екваторі)		$7,189 \cdot 10^3$ км/год
Період обертання (на екваторі)		24 доби 16 год.
Гравітаційний потенціал (у фотосфері)		$27,9g = 273 \text{ м/с}^2$

Сонце складається не тільки з сяючого газу, який ми бачимо в телескоп, а характеризується складною шаровою структурою (рис. 1.1). Кожен шар має свої особливості, що робить його цікавим.



Рис. 1.1 Шари Сонця під видимою поверхнею. Показано різні частини Сонця: від гарячого ядра, де генерується енергія, до областей, де енергія транспортується назовні, спочатку за допомогою випромінювання, потім за допомогою конвекції, а далі через сонячну атмосферу. Показано деякі типові особливості атмосфери; корональні діри та протуберанці [30].

Розглянемо коротко характеристики сонячних шарів, зображених на рис. 1.1 [30, 31].

1. Ядро. Ядро Сонця – надзвичайно гаряча щільна маса атомних ядер та електронів. Його температура становить близько 15 000 000 K, і вважається, що воно приблизно в 150 разів щільніше за воду. Ядро Сонця характеризується величезним тиском, під впливом якого виникають реакції синтезу. Основний процес термоядерного синтезу на Сонці включає низку реакцій, у яких чотири ядра водню в кінцевому підсумку перетворюються на одне ядро гелію. Маса ядра гелію приблизно на 0,7 відсотка менша, ніж маса чотирьох ядер водню. Ці 0,7%

маси перетворюються на енергію. Кожну секунду Сонце перетворює майже 700 мільйонів тон водню в приблизно 695 мільйонів тон гелію. Майже 5 мільйонів тон маси – 0,7% від 700 мільйонів тон – перетворюються на енергію. Частина цієї енергії нагріває плазму в ядрі, а частина виходить у космос у вигляді нейтрино. Частина енергії знаходиться у формі фотонів гамма-випромінювання. Ці фотони рухаються назовні від ядра через зону, в якій енергія переноситься в основному випромінюванням. Зрештою, енергія випромінюється поверхнею на багатьох різних довжинах хвиль. Сонце випромінює за одну секунду таку ж кількість енергії, яку Земля виробляла б за нинішньої швидкості за понад 900 000 років.

2. Радіаційна зона. Ця область починається приблизно на 25% відстані до поверхні Сонця і простягається приблизно до 70% шляху до поверхні. Світло, що генерується в ядрі, транспортується через радіаційну зону дуже повільно, оскільки через високу щільність матерії в цій області фотони внаслідок зіткнень з частинками речовини змінюють свій напрямок і втрачають частину енергії.

3. Приповерхневий шар. Ця область розташована між радіаційною та конвективною зонами. Рухи речовини, що проявляються в зоні конвекції, повільно зникають від верхньої до нижньої її частини, де умови відповідають умовам спокійної радіаційної зони. Вважається, що магнітне поле Сонця створюється магнітним динамо в цьому шарі внаслідок конвективного руху та диференціального обертання. Зміни швидкості потоку речовини через шар (потоки зсуву) можуть розтягнути силові лінії магнітного поля та зробити їх сильнішими. Припускається, що в цьому шарі також відбуваються стрімкі зміни хімічного складу [30].

4. Конвективна зона. Це зовнішній шар надр Сонця, товщиною приблизно 200 000 кілометрів, крізь який транспортується енергія від краю радіаційної зони до поверхні через гігантські конвекційні комірки. Всередині конвекційної зони температура речовини становить близько $2 \cdot 10^6$ К. Це достатньо «холодно», щоб важчі іони (такі як вуглець, азот, кисень, кальцій і залізо) утримували частину своїх електронів. Через це сонячна речовина у зоні конвекції стає більш непрозорою, що ускладнює проникання випромінювання. Такий процес супроводжується затримкою тепла, що призводить до нестабільності рідини, яка

вона починає «кипіти» або конвектувати. Конвективні потоки досить швидко переносять тепло до зовнішньої області зони. Під час підйому рідина розширюється й охолоджується – на видимій поверхні Сонця температура падає приблизно до 5700 К, а густина речовини становить лише 0,0000002 г/см³ (близько 1/10 000 густини повітря на рівні моря). Самі конвективні рухи виглядають на поверхні як гранули і супергранули (рис. 1.2).

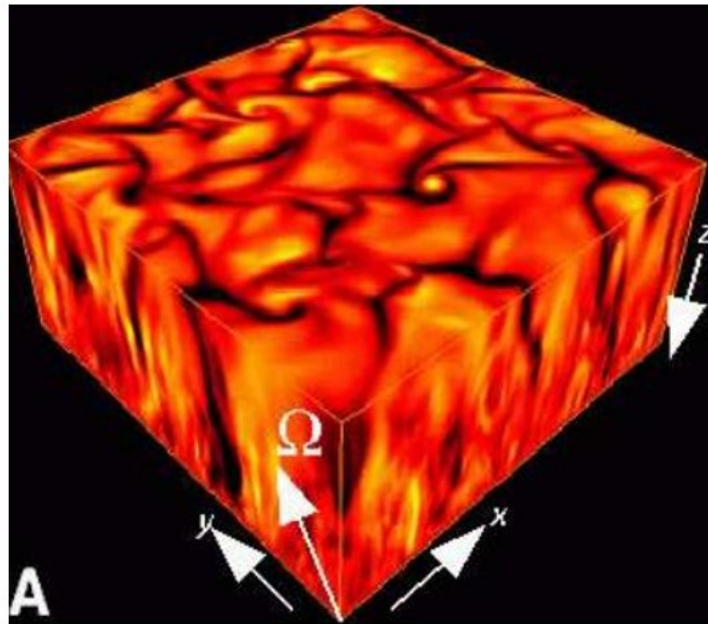


Рис. 1.2. Ілюстрація розподілу температури в невеликій частині зони конвекції (комп'ютерна графіка): червоний колір – гаряча область, чорний – холодна [30].

1.2. Сонячна атмосфера

Хоча зорі повністю складаються з газу, однак їх зовнішні шари також називають атмосферою.

Сонячна атмосфера складається з фотосфери (починається на 200-300 км глибше видимого краю сонячного диску), хромосфери (загальною протяжністю 10-15 тис. км) і корони (зовнішня частина атмосфери).

1. Фотосфера. Фотосфера – найнижчий і дуже тонкий (не більше 1/300000 частки $R_{\odot}$) шар Сонця, видимий із Землі. Цей тонкий шар є найнижчим рівнем в атмосфері Сонця. Густина газів у фотосфері приблизно така ж, як і стратосфері Землі, і в сотні разів менша, ніж біля поверхні планети [32]. Температура

фотосфери зменшується від 8000 К на глибині 300 км до 4000 К у найвищих шарах. Температура ж середньої частини фотосфери, випромінювання якої ми, власне, й сприймаємо, близька до 6000 К. За таких умов майже всі молекули газу розпадаються на окремі атоми. Лише в найвищих шарах фотосфери зберігається відносно небагато найпростіших молекул і радикалів типу H_2 , OH , CH .

Особливу роль в сонячній атмосфері відіграє від'ємний йон водню (протон з двома електронами), який не зустрічається в земній природі [33]. Ця сполука виникає в тонкому зовнішньому, «найхолоднішому» шарі фотосфери при «налипанні» на нейтральні атоми водню вільних електронів, які постачаються атомами Ca , Na , Mg , Fe та інших металів, що легко іонізуються. Утворившись, негативні йони H^- випромінюють більшу частину видимого світла. Водночас, це ж світло йони інтенсивно й поглинають, за рахунок чого з глибиною швидко зростає непрозорість атмосфери. Тому видимий край Сонця видається нам дуже різким.

Для фотосфери Сонця притаманна певна текстура. Вона вкрита гранулами або світними зернистими ділянками, розділеними темними ділянками (рис. 1.3) [30, 34].

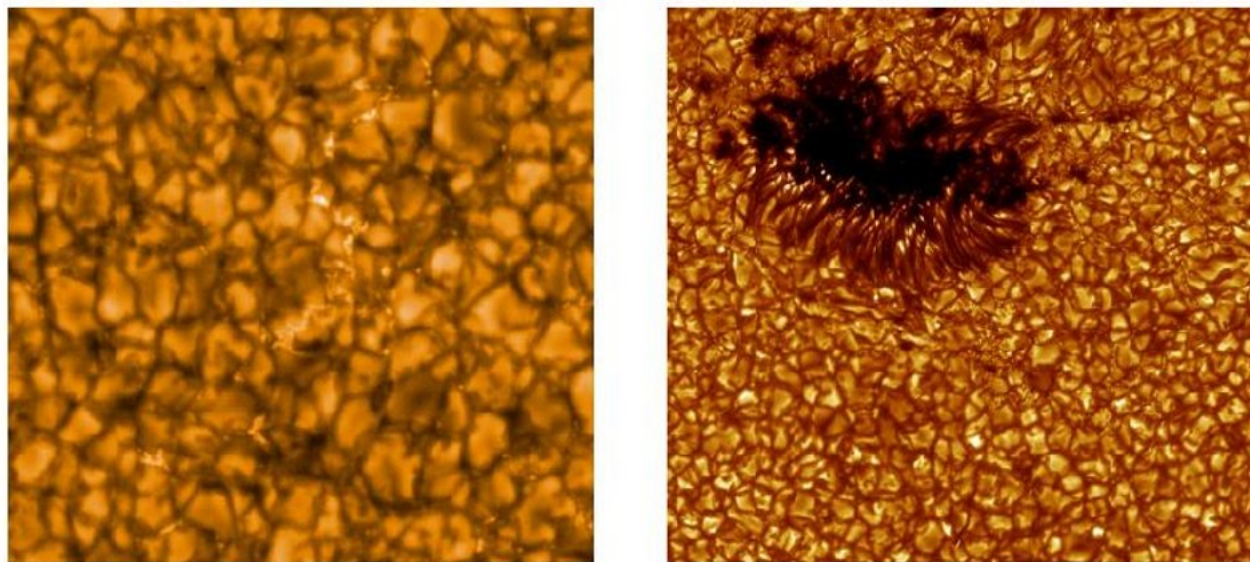


Рис. 1.3. Схема грануляції: а) фото, зроблене японським космічним кораблем Hinode; б) зображення сонячної плями неправильної форми та гранули на поверхні зірки, отримані за допомогою Шведського сонячного телескопа 22 серпня 2003 р. (Оддбйорн Енгволд, Джун Елін Війк, Люк Руппе ван дер Воорт) [30].

Гранули постійно утворюються і зникають. Їх зерниста структура є результатом конвекційних потоків, які приносять гарячі гази до фотосфери. Кожна гранула – це конвекційна комірка, діаметр якої сягає від 700 до 1000 кілометрів. Гаряча речовина, що піднімається вгору, виглядає яскравою, тоді як холодніша речовина, що опускається, виглядає темною. Гранули зазвичай мають діаметр від 700 до 1000 кілометрів, а тривалість їх життя становить лише 5-10 хвилин. Ще більшими є супергранули, які мають діаметр приблизно 35 000 кілометрів і живуть близько 24 годин.

Рух гранул можна вивчати, досліджуючи доплерівські зміщення в спектрах газів безпосередньо над ними. Яскраві гранули являють собою стовпи більш гарячих газів, що піднімаються зі швидкістю 2-3 кілометри на секунду з-під фотосфери. Вимірювання показують, що центри гранул гарячіші за міжзернові області на 50-100 К.

2. Хромосфера. Хромосфера (з грецької «сфера кольору») названа так за своє червонувато-фіолетове забарвлення. Її можна спостерігати під час повних сонячних затемнень як клоччасте яскраве кільце навколо чорного диску Місяця. Температури в хромосфері коливаються приблизно від 4500 до 100 000 К, зростаючи з висотою. Середня температура становить близько 6000-8000 К. Загальна протяжність хромосфери 10–15 тис. км. Ріст температури в хромосфері пояснюється поширенням хвиль і магнітних полів, які проникають до неї з конвективної зони [2]. Цей процес супроводжується зростанням швидкості теплових рухів частинок, частими зіткненнями між ними, в результаті чого атоми втрачають свої зовнішні електрони: речовина перетворюється на гарячу іонізовану плазму. Аналогічні фізичні процеси підтримують і надзвичайно високу температуру зовнішніх шарів сонячної атмосфери, які розташовані над хромосферою.

Хромосфера досить неоднорідна. Верхній її шар містить відносно прохолодні стовпи висхідного газу – спікули, між якими є гарячіший газ, подібний до корони, в яку поступово зливається верхня хромосфера. Спікули виникають на краях магнітної мережі хромосфери, яка простежує зони підвищеної напруженості поля. Спікули простягаються до 10 000 кілометрів над поверхнею Сонця.

Часто над поверхнею Сонця можна спостерігати різної форми утворення із хромосферної речовини, що яскраво світяться. Це – протуберанці – великі яскраві газоподібні елементи, що простягаються назовні від поверхні Сонця, часто у формі петлі (рис. 1.4, а). Вони прив’язані до поверхні Сонця у фотосфері та простягаються назовні в сонячну корону. У той час як корона складається з надзвичайно гарячих іонізованих газів (плазми), які не випромінюють багато видимого світла, протуберанці містять набагато холоднішу плазму, подібну за складом до хромосферної. Протуберанці утворюється приблизно за один день і можуть зберігатися в короні кілька тижнів або місяців, звиваючись на сотні тисяч кілометрів у космос. Деякі виступи розпадаються на частини, а потім можуть спричинити викиди корональної маси.

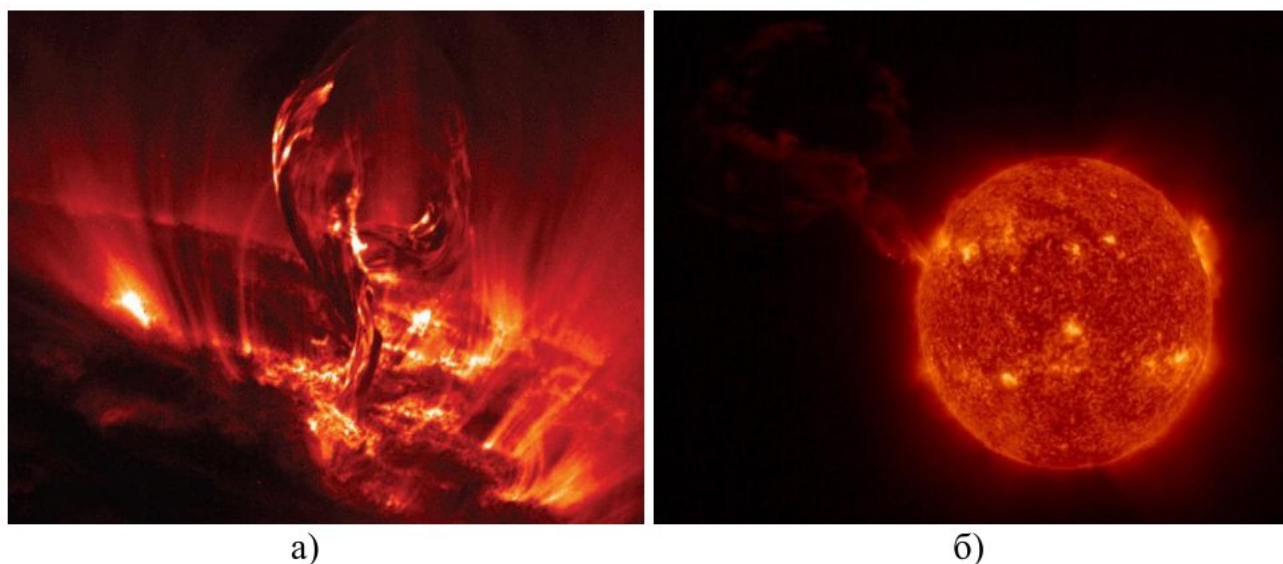


Рис. 1.4. Протуберанці: а) зображення, зроблене в екстремальному ультрафіолетовому світлі орбітальним супутником Transition Region and Coronal Explorer (TRACE) [35]; б) зображення гігантського виверження на Сонці, отримане космічним апаратом Solar Orbiter [36].

Плазма протуберанців тече вздовж заплутаної та звивистої структури магнітних полів, створених внутрішнім динамо Сонця. Виверження виникає, коли структура стає нестабільною, виривається назовні, вивільняючи плазму. Типовий протуберанець простягається на багато тисяч кілометрів. Довжина найбільшого з усіх зареєстрованих оцінюється в понад 800 000 км, що приблизно

дорівнює сонячному радіусу (рис. 1.4, б).

3. Зовнішня частина атмосфери Сонця називається короною. Як і хромосферу, її вперше спостерігали під час повних затемнень (рис. 1.5). Корона простягається на мільйони кілометрів над фотосферою і випромінює приблизно вдвічі менше світла, ніж повний місяць [37]. Причина, чому ми не бачимо цього світла, доки не відбудеться затемнення, полягає в надзвичайному блиску фотосфери. Корону можна легко спостерігати з орбітального космічного корабля, а її яскравіші частини тепер можна сфотографувати за допомогою спеціального приладу – коронографа, – який усуває відблиски Сонця із зображення за допомогою окультного диска (круглого шматка матеріалу, який тримають так, щоб він знаходився прямо перед Сонцем).



а)



б)

Рис. 1.5. Сонячна корона: а) під час затемнення 1980 р. [38]; б) під час повного сонячного затемнення 2017 р. [39].

Спектроскопічні вимірювання вказують на сильну іонізацію в короні та температуру плазми понад 10^6 К, що значно переважає температуру поверхні Сонця. Корона відокремлена від фотосфери відносно неглибокою хромосферою. Точний механізм, за допомогою якого нагрівається корона, невідомий [40]. Можливі включають індукцію магнітним полем Сонця та магнітогідродинамічними хвилями знизу [41].

Завдяки дуже високій температурі в спектрі корони з'являються лінії високоіонізованих атомів, до FeXVII включно [2]. Загалом випромінювання корони є поєднанням теплового випромінювання гарячої плазми, томпсонівського розсіювання світла Сонця та розсіювання на частинках міжпланетного пилу.

Зовнішні краї корони Сонця постійно віддаляються через відкритий магнітний потік, створюючи сонячний вітер – потік плазми із «вмороженим» у неї магнітним полем (рис. 1.6).

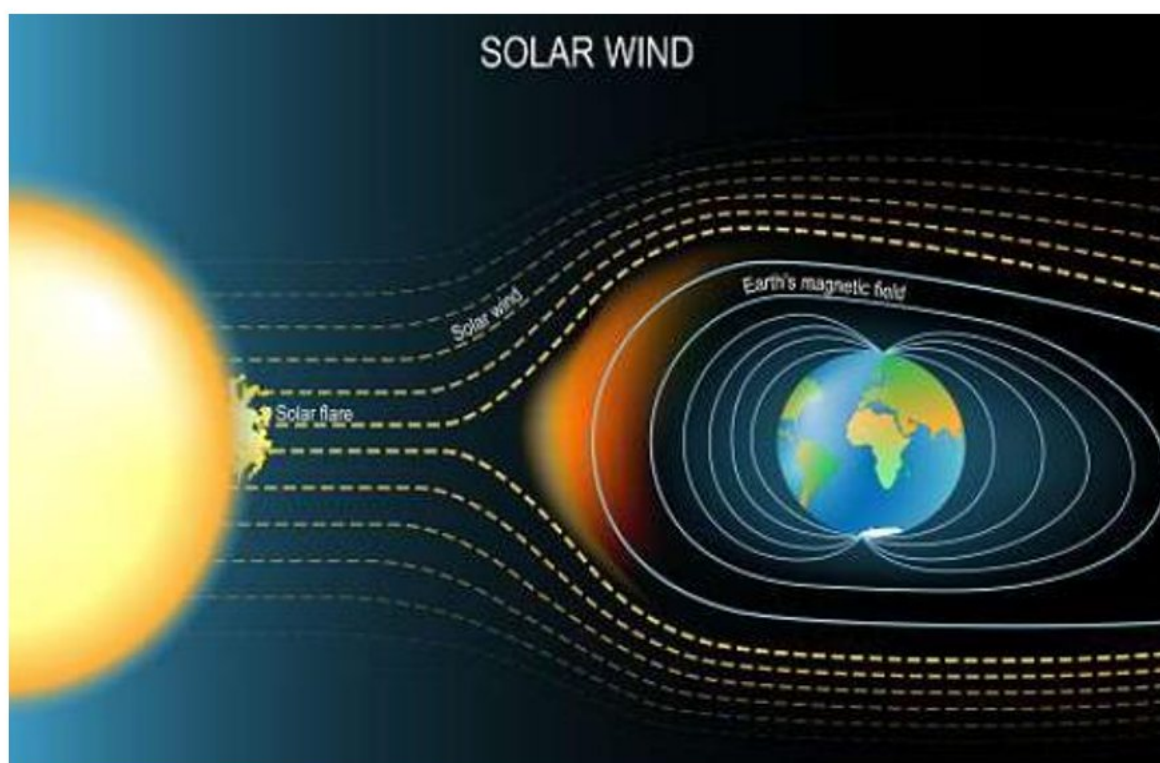


Рис. 1.6. Сонячний вітер.

Плазма в основному складається з електронів, протонів та альфа-частинок з кінетичною енергією від 0,5 до 10 кеВ, що вивільняються з верхніх корональних шарів атмосфери Сонця. Сонячний вітер тече від зірки в усіх напрямках зі швидкістю від 300 км/с до 800 км/с. Він змінюється за густиною, температурою та швидкістю з часом, а також залежить від сонячної широти та довготи. Частинки сонячного вітру завдяки їх високій енергії можуть подолати сонячну гравітацію. Сонячний вітер здебільшого відхиляється магнітним полем Землі (рис. 1.6), але коли він інтенсивний, частина його може проникати в нашу атмосферу. Опинившись у навколоземному просторі, частинки можуть викликати

полярне сяйво біля полюсів. Іонізація та збудження компонентів атмосфери випромінюють світло різного кольору та складності.

1.3. Сонячна активність та проблеми її аналізу

Сукупність різноманітних процесів, інтенсивність яких більш-менш періодично змінюється у часі, утворює комплекс явищ, що дістав назву сонячної активності [2]. В основі цієї сукупності явищ лежить взаємодія іонізованої речовини Сонця з його магнітним полем – магнітне динамо [42] (рис. 1.7).

Загальне магнітне поле Сонця має наближено дипольну структуру. Частина його силових ліній всередині Сонця лежить у меридіональних площинах (полоїдальна складова поля) (рис. 1.7, а). Оскільки лінії магнітного поля «вморожені» в газ, то за рахунок диференціального обертання Сонця силові лінії (насамперед, в екваторіальній області) витягуються в широтному напрямі (рис. 1.7, б). Виникає тороїдальна компонента поля. Тоді зона турбулентної конвекції має ефект скручування ліній, створюючи області інтенсивних магнітних полів, які називаються магнітними трубками (рис. 1.7, в). Коли поле в широтному напрямі достатньо закручується, взаємодія між магнітними трубками силових ліній призводить до їх вигинання і деякі з них виходять на поверхню, виглядаючи як сонячні плями. Полярність сонячних плям зумовлена напрямом магнітного поля вздовж трубок; отже, кожна пляма в одній півкулі матиме однакову полярність, тоді як плями в іншій півкулі матимуть протилежну полярність.

Спочатку невелике скручування, яке розвивається, відбувається на вищих широтах; під час мінімуму сонячних плям. Оскільки диференціальне обертання продовжує перетягувати лінії поля, а конвективна турбулентність зв'язує їх у вузли, на проміжних широтах з'являється більше сонячних плям. Здавалося б, що врешті-решт найбільша кількість скручувань і найбільша кількість сонячних плям повинні розвинути поблизу екватора. Однак сонячні плями з обох півкуль мають тенденцію згасати поблизу екватора, оскільки полярності їхніх провідних плям протилежні. В результаті кількість сонячних плям, які з'являються біля екватора, невелика [42].

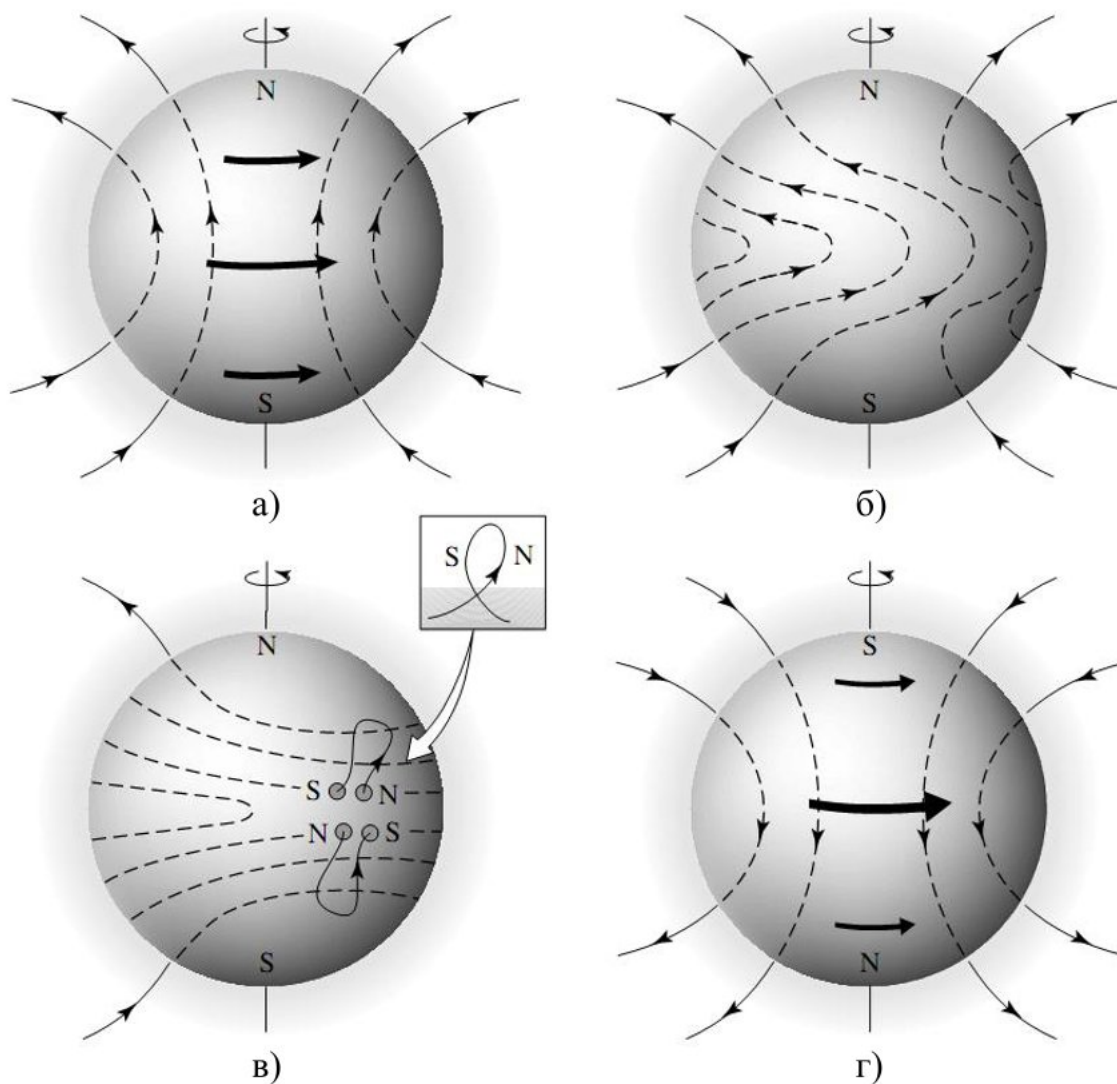


Рис. 1.7. Модель магнітного динамо сонячного циклу: а) полоїдальне магнітне поле Сонця; б) перетворення полоїдального поля в тороїдальне; в) скручення ліній поля в магнітні трубки; г) відновлення полоїдального поля (але зі зміненою початковою полярністю) по мірі проходження циклу.

Нарешті, згасання магнітних полів поблизу екватора призводить до відновлення полоїдального поля, але зі зміною його початкової полярності (рис. 1.7, г). Цей процес триває приблизно 11 років. Уся процедура повторюється безперервно, при цьому полярність магнітного поля повертається до початкової орієнтації кожного другого циклу. Отже, повний сонячний цикл фактично триває 22 роки, якщо врахувати полярності магнітного поля.

З вище сказаного слідує, що сонячні плями виступають одним з індикаторів сонячної активності, який, поміж іншим, порівняно легко піддається безпосереднім

спостереженням. Тому не випадково, коли мова йде про сонячну активність, мають на увазі перш за все сонячні плями.

З точки зору причинно-наслідкових зв'язків сонячні плями являють собою області гальмування конвективних комірок в магнітних трубках, де температура речовини знижується до $T \approx 4500$ К. Відповідно, за контрастом (потік енергії пропорційний T^4) плями виглядають майже чорними на фоні фотосфери. Однак структура їх неоднорідна (рис. 1.8): посередині спостерігається більш холодна і темна тінь, яка оточена світлішою і гарячою півтінню [2]. Сама поява такої напівтіні свідчить про наявність магнітних силових ліній [42].

Окрім поодиноких плям, час життя яких становить кілька місяців, спостерігаються і їх групи, які існують кілька годин. На рівні фотосфери речовина рухається від центра плями назовні, в хромосфері навпаки – до центра. Середні розміри плям близько 40 000 км (для порівняння, діаметр Землі становить 12 756 км). Дрібніші утворення (2000–3000 км) називаються порами.

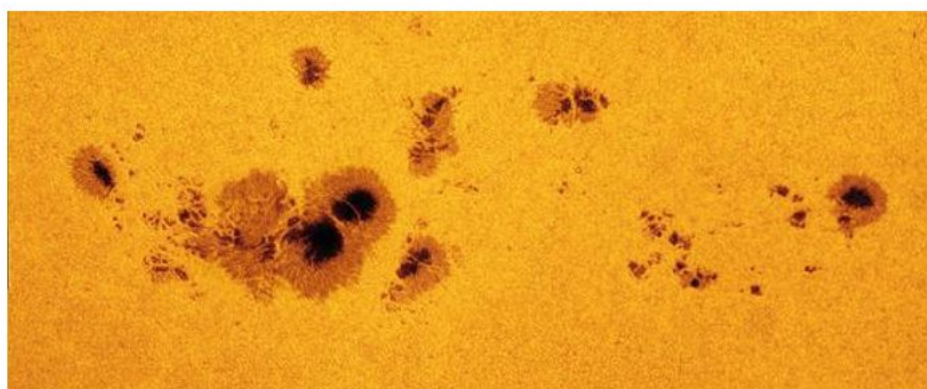


Рис. 1.8. Сонячні плями (липень 2012 р.) (авторство: NASA Goddard Space Flight Center, Алан Фрідман). Темна центральна область кожної плями (тінь), оточена менш темною областю (півтінь). Найбільша пляма має ширину приблизно 11 діаметрів Землі.

Достовірні спостереження, проведені протягом останніх двох століть, показують, що кількість сонячних плям є приблизно періодичною, коливаючись від мінімуму до максимуму та повертаючись до мінімуму майже кожні 11 років (рис. 1.9). Середня широта утворення сонячних плям також є періодичною, знову ж таки впродовж 11-літнього циклу.

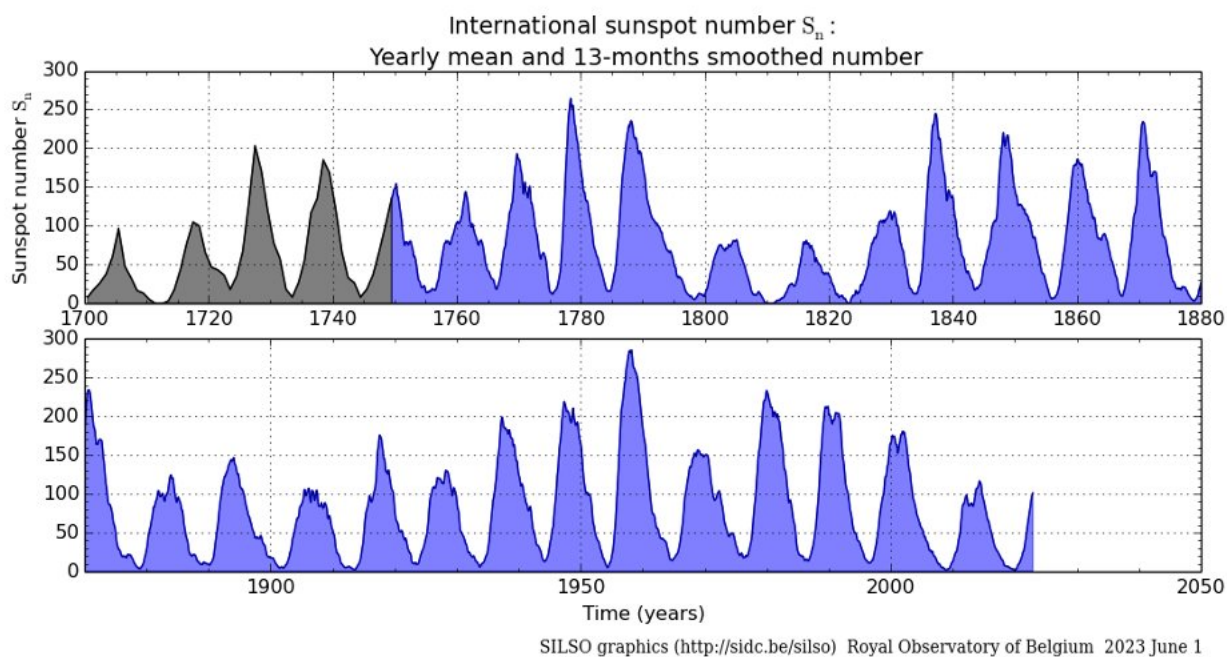


Рис. 1.9. Число сонячних плям в період від 1700 до 2005 вказує на 11-літню періодичність [43].

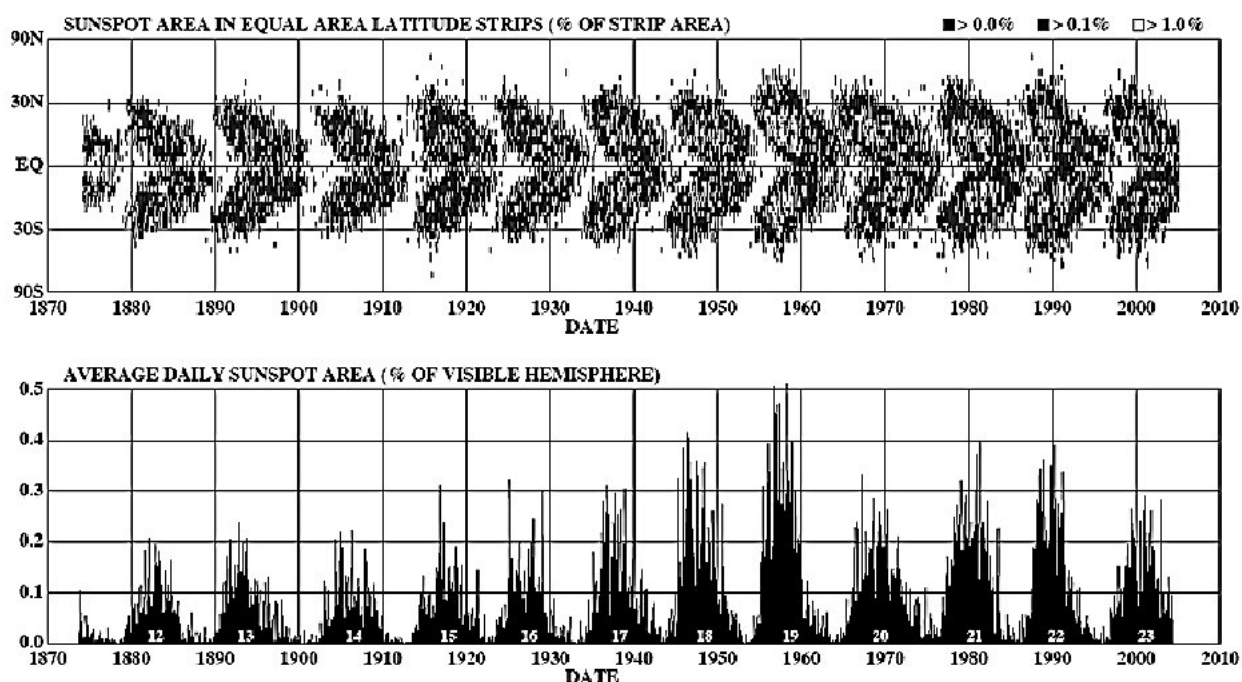


Рис. 1.10. Діаграма метелика, яка показує широти сонячних плям у часі (верхній рисунок). Нижня цифра показує відсоток поверхні Сонця, вкритої сонячними плямами, як функцію часу [42].

Графік залежності розташування сонячних плям від часу показано на рис. 1.10 разом із графіком відсотка сонячної поверхні, вкритої сонячними плямами. Через крилоподібний вигляд його верхня частина відома як діаграма метелика.

Упродовж свого існування сонячна пляма залишатиметься на постійній широті, хоча наступні сонячні плями мають тенденцію формуватися на все нижчих широтах. Коли останні сонячні плями одного циклу зникають поблизу екватора Сонця, новий цикл починається поблизу $\pm 40^\circ$ (на північ і південь) від екватора. Найбільша кількість плям (максимум сонячних плям) зазвичай виникає в проміжних широтах.

Ще одним, найпотужнішим проявом сонячної активності є спалахи. Вони являють собою нестаціонарні процеси вибухового характеру, які супроводжуються вивільненням від 10^{17} Дж (на нижній межі виявлення) до 10^{25} Дж енергії протягом достатньо коротких інтервалів часу – від мілісекунд до понад години [44]. Фізичні розміри спалахів величезні – найбільші досягають близько 100 000 км у довжину (рис. 1.11).

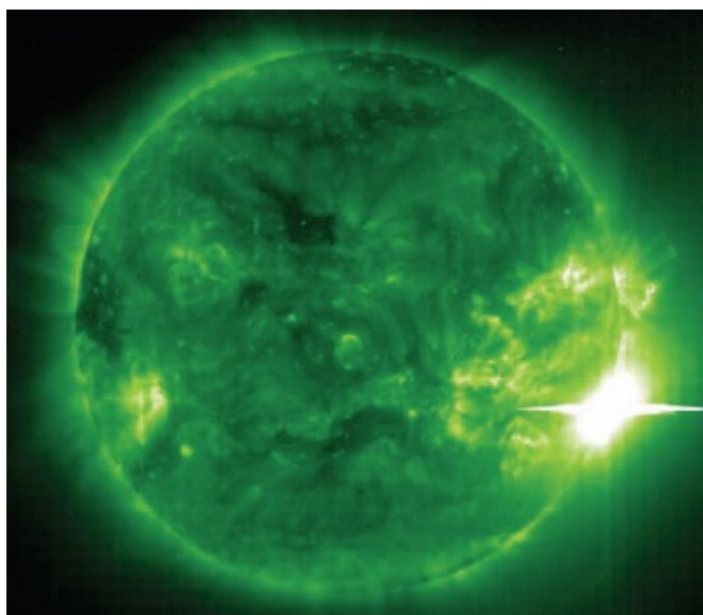


Рис. 1.11. Один із найсильніших сонячних спалахів, які коли-небудь виявляли (праворуч на зображенні Сонця в екстремальному ультрафіолетовому діапазоні). Знімок зроблений орбітальним космічним кораблем Сонячно-геліосферної обсерваторії (SOHO) [45]. Спалах відбувся 4 листопада 2003 року.

Початок виверження супроводжується підвищенням яскравості невеликої ділянки поверхні Сонця з появою водневої лінії Бальмера H_α . Поряд з H_α проявляються інші типи електромагнітного випромінювання, яке може

варіюватися від нетеплових радіохвиль із кілометровою довжиною хвилі через синхротронне випромінювання до дуже короткохвильових ліній жорсткого рентгенівського та гамма-випромінювання.

Заряджені частинки також викидаються назовні з високою швидкістю, багато з них вилітають у міжпланетний простір у вигляді сонячних космічних променів. Під час найбільших спалахів викинуті заряджені частинки, переважно протони та ядра гелію, можуть досягти Землі за 30 хвилин, порушивши деякі комунікації та створивши дуже серйозну загрозу для будь-яких незахищених астронавтів. Ударні хвилі також генеруються і іноді можуть поширюватися на кілька астрономічних одиниць, перш ніж розсіюватися.

Тип бурхливого виверження, який називається корональним викидом маси, також відбувається в короні. Корона іноді випускає в космос величезні хмари гарячої плазми. Як і сонячні спалахи, ці викиди корональної маси вивільняють енергію, накопичену в сонячних магнітних полях. Зазвичай вони тривають годинами, тоді як швидкі спалахи спалахів зазвичай тривають лише хвилини. Як і інші види сонячної активності, викиди корональної маси найчастіше відбуваються під час сонячного максимуму. Вчені вважають, що спалахи, виверження протуберанців і викиди корональної маси є пов'язаними явищами. Однак їхні стосунки складні і ще не повністю зрозумілі.

Цикл сонячної активності, майже періодичні коливання з періодом близько 11 років, помітно проявляється в більшості параметрів, що описують сонячні явища. Записи варіацій, спочатку засновані на підрахунках сонячних плям, показують, що так було протягом історичних часів, навіть якщо протягом певних інтервалів, що тривали десятиліттями і довше, сонячні плями були рідкісними. Це свідчить про існування на Сонці часового механізму, який, як видається, контролює або впливає на всі аспекти сонячних явищ, а також на явища за межами Сонця, включаючи явища в інших частинах Сонячної системи, які зазнають впливу Сонця. За останні десятиліття розуміння циклу сонячної активності пройшло шлях від суто наукового інтересу до практичної необхідності через визнання того, що сонячні явища впливають на космічне середовище Землі

таким чином, що можуть бути потенційно шкідливими. Загальновизнано, що двигун часу на Сонці спричиняє майже періодичну генерацію і еволюцію магнітних полів у сонячних надрах і на сонячній поверхні, точніше кажучи, що магнітне поле Сонця генерується динамо-механізмом. Водночас природу сонячного динамо досі важко визначити. Хоча попереднє обговорення приблизно описує поведінку сонячного циклу, навіть такі базові результати, як задіяні часові масштаби, ще не були точно змодельовані. Успішна модель магнітного динамо повинна не тільки давати загальне розташування та кількість сонячних плям і спалахів, але й робити це з дотриманою 22-річною періодичністю. Крім того, модель динамо повинна відтворювати набагато повільнішу варіацію, яка відповідає за мінімум Маундера.

За останні півстоліття наземні спостереження Сонця значно вдосконалилися в поєднанні зі спостереженнями з космосу – разом ці досягнення забезпечили майже необмежений обсяг даних, що описують сонячну активність у всіх часових масштабах і з будь-якою просторовою та спектральною роздільною здатністю. Водночас слід відмітити, що деталі, пов'язані з конкретними явищами, такими як причина зменшення потоку, що надходить від сонячних плям, або точний процес утворення спалахів, ще недостатньо вивчені.

Лейтон [46] припустив, що «...всебічна перевірка будь-якої моделі сонячного циклу в кінцевому підсумку вимагатиме знання сили, просторового розподілу та історії сонячного магнітного поля, що охоплює значний проміжок часу. Існуючі індекси сонячної активності, хоча і формують цінний безперервний запис, що охоплює кілька повних циклів, ймовірно, будуть мати все меншу корисність, якщо їх не можна буде надійно пов'язати з фізично значущими величинами». Дуже широкий спектр індексів, доступних зараз, після значного збільшення якості і кількості сонячних спостережень, залишається предметом цієї оцінки. Хоча за останні десятиліття досягнуто значного прогресу в окресленні можливих взаємозалежностей показників сонячної активності, а також фізичної основи таких взаємозалежностей, у більшості випадків ці взаємозв'язки залишаються на феноменологічному рівні і не досягають, загалом кажучи,

суворого фізичного причинно-наслідкового рівня строгості.

Важливим у цьому контексті є аналіз та оцінка стану причинно-наслідкового розуміння індикаторів циклічності сонячної активності.

1.4. Цикли сонячної активності

Лише з середини 19-го століття періодична природа активності була визнана ключовою особливістю [47]. Було виявлено, що основний показник, індекс кількості сонячних плям, змінюється з періодом близько 11 років. Реконструкція минулих спостережень і систематичний моніторинг сонячних плям з того часу дозволили отримати часовий ряд, який навіть сьогодні залишається базовим набором даних, на якому ґрунтується наука про сонячну активність і значна частина сонячної фізики [48].

Вимірювання сонячної активності може ґрунтуватися на багатьох спостережуваних і вимірюваних явищах. Всі вони мають спільну характеристику: мінливість у фазі або протифазі до числа сонячних плям. Загалом, фізичні зв'язки між цими вимірюваними параметрами рідко буває легко встановити – зокрема, виявляється, що ці зв'язки зазвичай не є ані простими, ані лінійними [49].

11-літній цикл сонячної активності, заснований на квазіперіодичних коливаннях кількості сонячних плям, був названий на честь його першовідкривача циклом активності Швабе [50]. Цикли сонячних плям для зручності були пронумеровані, причому перший цикл розпочинається з 1755 р. Цикли відраховуються від одного мінімуму кількості сонячних плям до наступного мінімуму. На початку минулого століття відкриття і спостереження магнітних полів на Сонці, починаючи з інтерпретації спектральних зсувів, спричинених ефектом Зеемана через інтенсивні магнітні поля в сонячних плямах, привели до визначення циклу з вдвічі більшою тривалістю, ніж цикл Швабе, сонячного магнітного циклу, або циклу Хейла [51]. Цей 22-річний цикл, що проявляється в магнітних явищах, включаючи зміну полюсів сонячного магнітного диполя, підкреслює фундаментальну роль сонячного магнетизму в управлінні циклом сонячної активності [47].

Хоча глобальні показники сонячної активності, в першу чергу кількість

сонячних плям, вказують на квазіперіодичність основного механізму (по суті, сонячного динамо), існують значні відмінності між двома сонячними півкулями в деталях. Активність між Північчю і Півднем загалом неоднакова: кількість сонячних плям різна, і обидві півкулі демонструють дещо різну еволюцію. Взагалі кажучи, зміна знаків магнітних полюсів відбувається не одночасно, а може відрізнятись на багато місяців. Асиметрія і асинхронність між півкулями поширюється на сонячну атмосферу і геліосферу [52]. Питання зв'язку між сонячними півкулями та його зв'язок з еволюцією і сонячною активністю, разом зі значною кількістю спостережень, які стосуються відмінностей і подібностей в індексах активності, є досить важливим для розуміння всього процесу сонячної активності [53]. Сонячне магнітне поле поширюється в геліосферу [54], де воно захоплюється сонячним вітром, в результаті чого утворюються складні еволюційні структури, що слідують за динамічною еволюцією сонячного вітру. Особливо чіткий зв'язок між сонячним походженням магнітного поля і великомасштабними структурами геліосферного магнітного поля – це структура міжпланетного сектору. У міжпланетному просторі глобальний струмовий лист (геліосферний струмовий лист, або HCS [55]), межа сектору, розділяє дві великомасштабні магнітні полярності, присутні в геліосфері. Ця структура також має чіткі ознаки на рівні фотосфери і в короні між ними. Секторна структура і топологія HCS пов'язані з еволюцією сонячного магнітного поля протягом циклу Хейла і є важливими індикаторами стану геліосфери як функції сонячної активності [56]. Цікавим наслідком поширення сонячної активності в геліосферу є періодична модуляція інтенсивності потоку високоенергетичних космічних променів [57].

Галактичні космічні промені, що потрапляють у геліосферу, стикаються з умовами поширення в міжпланетному середовищі, які змінюються залежно від циклу сонячної активності [58]. Простіше кажучи, поширення від межових областей до внутрішньої геліосфери, де розташована Земля, пов'язане з більшим зменшенням інтенсивності космічних променів у максимумі сонячної плями, ніж у мінімумі сонячної плями. Отже, інтенсивність космічного випромінювання змінюється в протифазі з числом сонячних плям, тобто з сонячною активністю.

Однак, вигляд циклів модуляції інтенсивності космічного випромінювання змінюється по чергово 11-річними циклами, з піковим профілем інтенсивності, за яким слідує профіль інтенсивності з фіксованою вершиною. Це, разом із задовільним поясненням спостережень, яке пов'язує їх з домінуючою дипольною полярністю Сонця, свідчить про ефект модуляції 22-річного циклу Хейла.

Інтенсивність космічних променів модулюється ефектами дифузії і конвекції в міжпланетному середовищі; в результаті неоднорідності міжпланетного магнітного поля і структур, що поширюються, статистично призводять до дифузії частинок високих енергій. Властивості міжпланетного середовища змінюються під впливом сонячної активності, звідси 11-річна варіація інтенсивності. Пояснення 22-річної модуляції циклу Хейла слід шукати в ефектах градієнтного і криволінійного дрейфу на траєкторіях частинок космічного проміння у великомасштабному геліосферному магнітному полі. Ці ефекти залежать від напрямку магнітного поля у спіралі Паркера. Коли північне магнітне поле геліосфери спрямоване назовні (полярне поле позитивне, позначається $A > 0$), позитивно заряджені частинки дрейфують всередину з полярних областей геліосфери до екваторіальної площини у внутрішній геліосфері, і екваторіальні умови поширення впливають на доступ частинок в меншій мірі. Коли північне поле спрямоване всередину (полярне поле від'ємне, представлене $A < 0$), позитивно заряджені частинки потрапляють у внутрішню геліосферу, дрейфуючи до екваторіальних областей геліосфери, де умови поширення контролюються властивостями структур у геліосферному магнітному полі, які обертаються разом із Сонцем. Константа A є множником у моделі геліосферного магнітного поля, що використовується для досліджень модуляції космічних променів [59]. Ці ефекти були значною мірою підтверджені масштабним моделюванням тривимірного поширення космічних променів [60-62].

Хоча цей вплив 22-річного магнітного циклу сонячної активності на космічні промені добре вивчений, цікаво відзначити, що нині майже забутий 22-річний повторюваний ефект спостерігався набагато раніше в добовій анізотропії космічних променів дуже високої енергії [63, 64]. Цей ефект також виявився

пов'язаним з градієнтами космічних променів у внутрішній геліосфері, які, в свою чергу, пов'язані з орієнтацією магнітної полярності Сонця в мінімумах циклу активності [65].

Взагалі кажучи, багато інтригуючих проблем у фізиці Сонця пов'язані з причинно-наслідковими зв'язками між циклами Швабе і Хейла. Більшість числових показників сонячної активності пов'язані з 11-річним циклом Швабе, тоді як цикл Хейла, здається, відображає квазіперіодичну повторюваність загалом складних магнітних явищ. Однак, навіть найпоширеніші і найпряміші вимірювання сонячної активності демонструють велику мінливість, що накладається на 11- і 22-річну періодичність; це стосується всіх вимірних або виведених параметрів, що описують різні аспекти сонячної активності [47, 49]. В історичних часових масштабах активність Сонця була змінною в багатьох часових масштабах, з довшими інтервалами повторюваності [66], хоча 11-річна періодичність, схоже, збереглася через всі інші модуляційні ефекти сонячної активності. Тривалість циклів сама по собі досить мінлива. Середній період близький до 11 років, але з широким розподілом навколо середнього значення. Причина такої мінливості залишається незрозумілою, але очевидно, що вона пов'язана з роботою сонячного динамо, яке, ймовірно, поводить себе хаотично [67]. Так само незрозуміла мінливість «сили» циклів, яка вимірюється або кількістю сонячних плям у максимумі, або будь-яким іншим показником активності. Ці невизначеності і нерозуміння причинно-наслідкових ланцюжків сонячних явищ роблять прогнозування індексів активності досить складним завданням, як ми вже зазначали. Інший підхід до оцінки значення квазіперіодичності полягає в тому, щоб розглянути режими низького порядку сонячного динамо і використати спостережні дані (як з числа сонячних плям, так і з уявлень про сонячні надра, наданих геліосейсмологією) та дослідити природу осцилятора, який відповідає спостереженням [68]. Краще розуміння динамо-моделі першого порядку може призвести навіть до покращення прогнозів, заснованих на точному визначенні числа сонячних плям, оскільки це стає доступним [47].

Добре встановлена більш короткочасна мінливість сонячної активності, так

звані квазідворічні коливання (QBOs) з часовою шкалою 0,6-4 роки, чітко простежується в таких базових показниках, як кількість сонячних плям і площа сонячних плям. Хоча це явище в основному не має пояснення, воно дозволило дуже детально протестувати роботу сонячного динамо [69]. Особливо привабливою і потенційно плідною є концепція, згідно з якою QBO є ефектом взаємодії дипольних і квадрупольних членів сонячного динамо.

Інший підхід, який ми пропонуємо у нашій роботі, полягає в аналізі часової поведінки показників сонячної активності з перспективою встановлення їх фрактального характеру. У випадку позитивного результату це дозволить встановити приховані закономірності у поведінці параметрів сонячної активності, оцінити довжину пам'яті відповідного динамічного процесу, виявити кореляційні зв'язки між факторами впливу.

РОЗДІЛ II

МЕТОДИКА ФРАКТАЛЬНОГО АНАЛІЗУ

2.1. Фрактальні часові послідовності

Дуже велику кількість природних систем, поведінка яких зовні виглядає як хаотична, об'єднує одна спільна (певною мірою фундаментальна) властивість – самоподібність або, іншими словами, фрактальність. Остання передбачає інваріантність відносно зміни просторового масштабу.

Для розуміння поняття фрактальної розмірності необхідно згадати, що існує два принципово різних підходи до поняття розмірності.

Перший підхід полягає в тому, що розмірністю геометричної фігури є мінімальне число координат, яке необхідне для визначення положення точки, яка належить цій фігурі, при збереженні структури природної близькості. Така розмірність носить назву топологічної.

Згідно другому підходу розмірністю є число D , яке виражає зв'язок природної міри геометричної фігури (будь то довжина, площа чи об'єм) з величиною, покладеною в основу вихідної метричної системи. Якщо метричний еталон такої величини збільшити чи зменшити в b разів, то вказана міра відповідно зменшиться чи збільшиться в b^D раз. Така розмірність називається метричною.

Дане визначення виникло із наступного виразу для звичайної міри M деякого геометричного об'єкта:

$$M = \lim_{\delta \rightarrow 0} [N(\delta) \cdot \delta^D], \quad (D = 1, 2, 3), \quad (2.1)$$

де $N(\delta)$ – число елементів покриття фігури (відрізків, клітинок чи кубиків); δ – геометричний фактор (лінійний розмір).

У 1919 р. Хаусдорф, спираючись саме на цей вираз, запропонував своє визначення розмірності для випадку компактної множини в довільному метричному просторі [18]:

$$D = \lim_{\delta \rightarrow 0} \left[\frac{\ln N(\delta)}{\ln(1/\delta)} \right], \quad (2.2)$$

де $N(\delta)$ – мінімальне число куль, що покриває цю множину, δ – радіус кулі.

Для того щоб переконатися у справедливості даного визначення, достатньо помножити обидві частини (2.2) на $\ln(1/\delta)$ і ввести D під знак логарифма. Так як для покриття, наприклад, одиничного відрізка, квадрата чи куба його копіями розміру δ , їх знадобиться відповідно $1/\delta$, $1/\delta^2$, $1/\delta^3$, то відповідний показник степені можна трактувати як розмірність.

Довгий час ніхто не пов'язував множини з розмірністю Хаусдорфа з певними природними процесами. Вперше такого роду закономірності, що отримали назву фрактальних, були встановлені у задачі про довжину берегової лінії [18, 19]. Пізніше стало зрозуміло, що поведінку стохастичних процесів, включаючи як неперервні, так і дискретні часові ряди, можна описувати за допомогою фрактального та мультифрактального формалізму.

Загалом усі стаціонарні процеси поділяють на три групи: детерміновані, випадкові та хаотично-детерміновані, що займають свого роду проміжне положення між першими двома (рис. 2.1). На рис. 2.1, в наведено приклад такого процесу, – його зовнішній вигляд подібний до випадкового (рис. 2.1, б), однак відміну від останнього, він підкоряється певному закону керування [18].

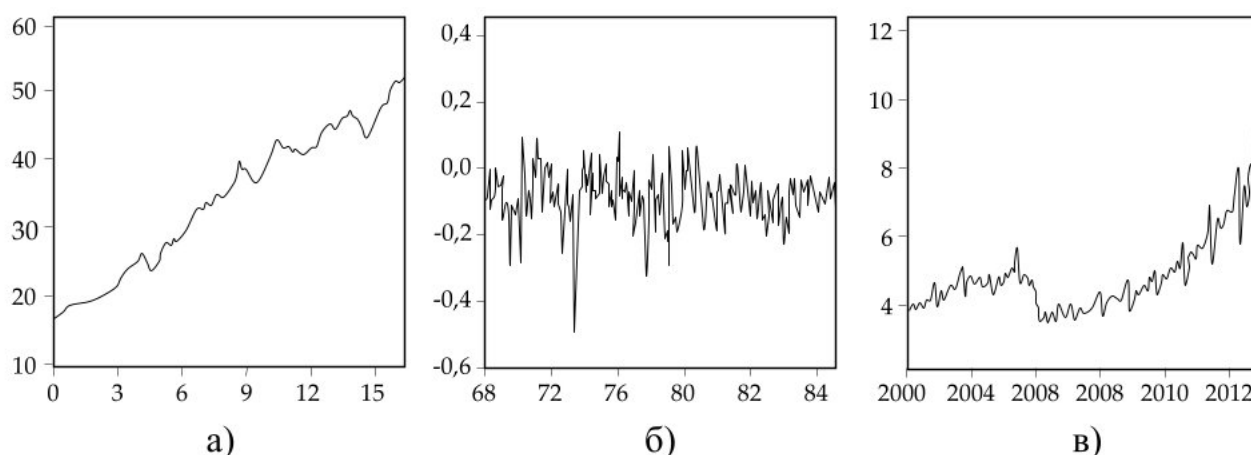


Рис. 2.1. Приклади часових процесів:

а) явно виражений лінійний тренд; б) випадкові коливання; в) складний цикл.

Якщо для часової послідовності притаманна тривала закономірність зміни рівнів, то говорять, що має місце тренд [70]. Він визначає загальний напрямок

розвитку процесу. Відповідна математична модель, в якій розвиток досліджуваної системи відображається через тренд основних показників, називається трендовою моделлю. Для виявлення тренду в часових рядах та для побудови та аналізу трендових моделей використовується інструментарій теорії ймовірностей і математичної статистики, який, однак, призначений для обробки простих статистичних сукупностей, і тому його застосування вимагає певних корекцій. Часові ряди відрізняються від простих статистичних сукупностей тим, що рівні часового ряду залежать один від одного, тоді як елементи статистичної сукупності є незалежними. До того ж, рівні часового ряду чутливі до порядку слідування, а тому їх перестановка є недопустимою, тоді як елементи статистичної сукупності не мають фіксованого порядку. Їх перестановка елементів не змінює значень статистичних показників, таких як дисперсія, середнє значення і т. д.

До початку 90-х років минулого століття сумніви в тому, що часові послідовності, які описують більшість природних та економічних процесів, не підкоряються нормальному розподілу, практично зникли. Саме тоді стало очевидним, що для адекватного опису і, як наслідок, моделювання цих процесів необхідні нові статистичні методи, відмінні від стандартних. Багато дослідників були переконані, що такі засоби аналізу вже існують у формі непараметричної методології, яка була розроблена відомим британським гідрологом Харольдом Херстом. У 1951 р. він опублікував роботу «Довготривала місткість водосховища» [71, 72], де на основі розгляду різних природних систем було запропоновано нову статистичну методологію для розрізнення випадкових і детермінованих процесів, сталості трендів і тривалості циклів, за умови їх наявності. Херст запропонував метод нормованого розмаху, відомий також як R/S -аналіз, який застосовується для розрізнення випадкових і фрактальних часових рядів.

При цьому Херст спирався на роботу А. Ейнштейна, де обґрунтовувалося твердження, що в процесі броунівського руху випадкова частинка проходить відстань R , яка зростає пропорційно квадратному кореню від часу T спостереження: $R \approx T^{1/2}$ [73]. Пронормувавши розмах R стандартним відхиленням S , Херст отримав узагальнення цього рівняння:

$$\left(\frac{R}{S}\right)_n = C \cdot n^H,$$

де C – константа і n – число спостережень (рівнів), які утворюють даний часовий ряд. Значення $(R/S)_n$ називаються нормованим розмахом, а показник степені H – показником Херста.

При незалежному розподілі рівнів часового ряду значення $H = 0,5$. Однак Херст, а за ним й інші дослідники виявили, що нормований розмах багатьох природних процесів зростає швидше, ніж квадратний корінь від часу. А це означає, що часові ряди, які описують такі процеси, володіють довготривалою пам'яттю [19]. Загалом така тенденція притаманна значній кількості часових рядів, які відображають динаміку тих чи інших фізичних, астрономічних, біологічних та інших явищ.

Якщо фрактальна структура часового ряду залежить від його довжини, то, очевидно, необхідне уточнення поняття фрактальної розмірності для скінченного часового проміжку і для конкретного моменту часу.

Нехай функція $x(t)$, $t \in [0, T]$ описує неперервний часовий процес. Розглянемо довільне значення $t \in (0, T)$ і деякий окіл Δ цієї точки.

Проведемо покриття графіка функції $x(t)$ на проміжку $[t - \Delta, t + \Delta] \subset [0, T]$ системою квадратів зі стороною $\delta < \Delta$. Розмірність Хаусдорфа D функції $x(t)$ на проміжку $[t - \Delta, t + \Delta]$ визначається рівністю [72]

$$D(\Delta, t) = \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{\ln N(\delta)}{\ln(1/\delta)}, \quad (2.3)$$

де $N(\delta)$ – число квадратів зі стороною δ .

Величина, що описується формулою (2.3), є фрактальною розмірністю функції $x(t)$ на проміжку $[t - \Delta, t + \Delta]$, яка, очевидно, залежить від довжини проміжку Δ . У той же час величина

$$D(t) = \lim_{\Delta \rightarrow 0} D(\Delta, t), \quad (2.4)$$

характеризує локальні властивості часового ряду і називається фрактальною розмірністю функції $x(t)$ в точці t [74].

Для будь-якої неперервної функції $x(t)$ існує розмірність $D(\Delta, t)$ [74]. Якщо функція неперервно диференційована, то її локальна фрактальна розмірність постійна і рівна $D(\Delta, t) = 1$. Отже, якщо певний часовий процес характеризується фрактальною структурою, то для нього виконується умова $D(t) > 1$.

Визначення (2.3)-(2.4) базуються на асимптотичній поведінці $N(\delta)$, яка для фрактальних множин описується показниковою залежністю

$$\left(\frac{1}{\delta}\right)^D \sim N(\delta), \quad \delta \rightarrow 0. \quad (2.5)$$

Фрактальна розмірність часового ряду може бути визначена безпосередньо через розмірність D_c кліткового покриття. Для цього площа, на якій визначений графік часового процесу, розбивається на клітинки розміром δ і визначається число клітинок $N(\delta)$, де знаходиться хоча б одна точка цього графіка. Потім змінюється δ і в подвійному логарифмічному масштабі будується графік функції $N(\delta)$, який апроксимується прямою за допомогою методу найменших квадратів (МНК). Тоді величина кліткової розмірності D_c визначиться за кутом нахилу цієї прямої:

$$\ln N(\delta) = -D_c \ln \delta + A. \quad (2.6)$$

Інший спосіб «графічного» визначення фрактальної розмірності часового ряду ґрунтується на використанні методу мінімального покриття. З цією метою часовий інтервал $[t_0 = a < t_1 < t_2 < \dots < t_n = b]$ рівномірно розбивається прямокутниками з основою $\delta = (b - a)/n$. Висота прямокутників не однакова, а на кожному відрізку $[t_{i-1}, t_i]$ буде рівною величині $l_i(\delta)$ (різниці між максимальним і мінімальним значенням функції $f(t)$ на цьому відрізку). Величина

$$L_f(\delta) = \sum_{i=1}^n l_i(\delta), \quad (2.7)$$

є амплітудною варіацією функції $f(t)$, яка відповідає масштабу розбиття δ на відрізок $[a, b]$. Тоді повна площа мінімального покриття $S_m(\delta)$ буде рівною

$$S_m(\delta) = L_f(\delta) \cdot \delta. \quad (2.8)$$

Тоді отримуємо показникову залежність

$$L_f(\delta) \sim \delta^{-m}, \delta \rightarrow 0, \quad (2.9)$$

де величина

$$\mu = D_\mu - 1 \quad (2.10)$$

називається індексом фрактальності [75]. У цьому випадку під D_m ми будемо розуміти розмірність мінімального покриття.

Основне питання, яке виникає при використанні різних методів, полягає в тому, в якій мірі узгоджуються величини фрактальних розмірностей, отримані цими способами. Порівняємо у цьому контексті величини D_m і D_c . З цією метою проведемо кліткове розбиття площини графіка функції $f(t)$ як показано на рис.

2.2. Нехай $N_i(\delta)$ – число клітинок, що покривають графік $f(t)$ всередині відрізка $[t_{i-1}, t_i]$. Тоді з рис. 2.2 видно, що

$$0 < (N_i(\delta) \cdot \delta^2 - l_i(\delta) \cdot \delta) < 2\delta^2.$$

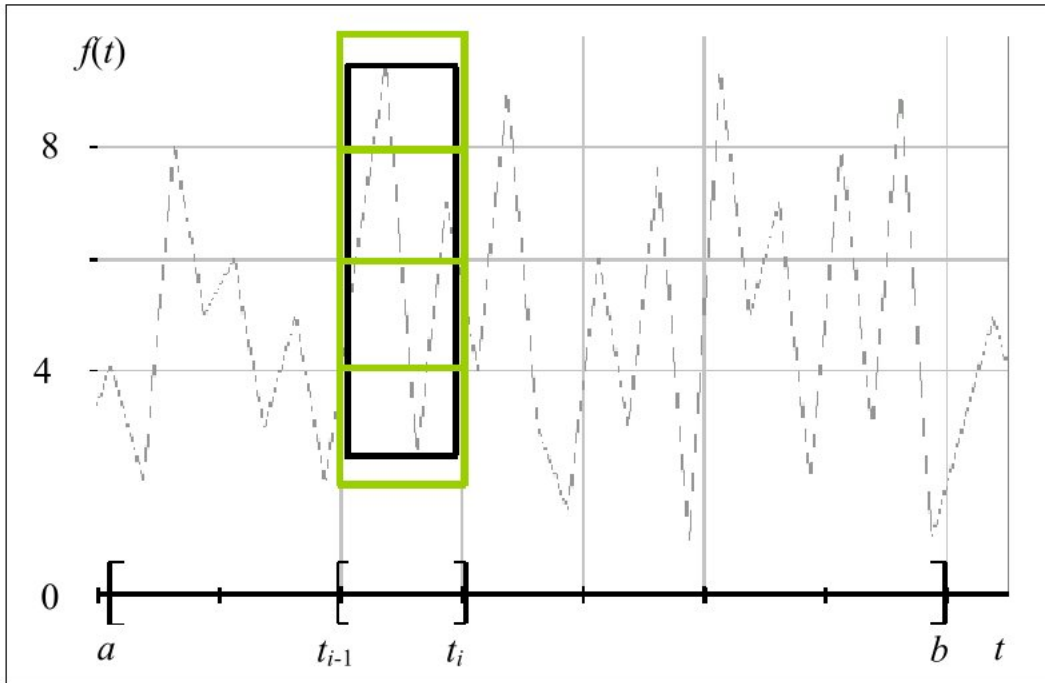


Рис. 2.2. Фрагмент кліткового (зелений прямокутник) і мінімального (чорний прямокутник) покриттів графіка фрактальної функції на відрізку $[t_{i-1}, t_i]$.

Поділимо цю нерівність на δ і просумуємо по i . Тоді, враховуючи формулу (2.7), маємо:

$$0 < (N(\delta) \cdot \delta - L_f(\delta)) < 2(b-a).$$

Тут $N(\delta) = \sum N_i(\delta)$ – повне число клітинок розміру δ , які покривають графік функції $f(t)$ на відрізку $[a, b]$.

Переходячи в останньому виразі до границі при $\delta \rightarrow 0$ та враховуючи формули (2.9)- (2.10), отримуємо:

$$N(\delta) \cdot \delta \sim L_f(\delta) \sim \delta^{1-D_m}.$$

З іншого боку, при методі кліткового покриття, як слідує з рівності (2.5),

$$N(\delta) \cdot \delta = S_c(\delta) \cdot \delta^{-1} \sim \delta^{1-D_c}.$$

Порівнюючи два останні записи, бачимо, що

$$D_m = D_c. \quad (2.11)$$

Між тим, на практиці, при спробах обчислити фрактальну розмірність часового процесу безпосередньо з формули (2.3), виникає серйозна проблема. Вона пов'язана з двома факторами. З одного боку, реальні часові ряди завжди мають мінімальний масштаб структури δ_0 , починаючи з якого проявляються фрактальні властивості процесу. З іншого – для всіх відомих апроксимацій наближення до асимптотичного режиму (2.3) зазвичай є надто повільним.

Окрім того, при обробці графіків часових процесів, які охоплюють достатньо великий інтервал часу, можуть виникати проблеми суто технічного характеру, пов'язані з візуалізацією зображень на різних масштабах. В силу зазначених причин більш достовірні результати можна отримати, якщо опрацьовувати безпосередньо числові значення.

2.2. Показник Херста та процедура методу нормованого розмаху

Найчастіше для визначення фрактальних характеристик часового ряду спочатку обчислюють показник Херста H , який для гаусових процесів пов'язаний з фрактальною розмірністю D співвідношенням [75]

$$H = 2 - D. \quad (2.12)$$

Визначення показника Херста лежить в основі методу нормованого розмаху, або R/S -аналізу, і таким чином, є одним з основних параметрів аналізу фрактальних часових рядів [76-79].

Алгоритм нормованого розмаху зводить до наступних кроків.

Нехай маємо деякий часовий ряд $X_1, X_2, \dots, X_n$. Із елементів цього ряду утворюємо наступні послідовності:

$$X_{i\tau} = \sum_{k=1}^i (X_k - \bar{X}_\tau),$$

які являють собою накопичені відхилення часової послідовності на відрізках τ ($2 \leq \tau \leq n$) від середніх значень

$$\bar{X}_\tau = \frac{1}{\tau} \sum_{i=1}^{\tau} X_i.$$

Далі для кожного значення τ визначається стандартне відхилення

$$S_\tau = \sqrt{\frac{1}{\tau} \sum_{i=1}^{\tau} (X_i - \bar{X}_\tau)^2}, \quad (2.13)$$

різниця (розмах) між максимальним та мінімальним значеннями накопичених відхилень

$$R_\tau = \max_{i=1, \dots, \tau} X_{i\tau} - \min_{i=1, \dots, \tau} X_{i\tau} \quad (2.14)$$

і величина нормованого розмаху R_τ / S_τ .

Було встановлено [19], що для часових рядів різних природних процесів нормований розмах R/S добре описується степеневим законом

$$\frac{R}{S} = \left(\frac{\tau}{2} \right)^H. \quad (2.15)$$

Логарифмуючи вираз (2.15), отримуємо

$$\ln \frac{R_\tau}{S_\tau} = H \cdot \ln \left(\frac{\tau}{2} \right). \quad (2.16)$$

Як бачимо, у подвійних логарифмічних координатах залежність між нормованим розмахом часового ряду та його характерним масштабом повинна описуватися прямою лінією.

Далі задається m цілих чисел $2 \leq n_1 \leq n_2 \leq \dots \leq n_m = n$ і відкладається сукупність точок $(\ln \tau / 2, \ln(R_\tau / S_\tau))$ ($\tau = 2, \dots, m$). Проводячи розрахунки методом найменших квадратів, знаходиться рівняння прямої, що апроксимує цю сукупність. Кутовий коефіцієнт отриманої прямої і є шуканим показником

Херста H даного часового ряду.

Незалежно від фізичного змісту виділяють три різні динаміки поведінки стохастичних рядів при різних показниках Херста:

1. $0,5 < H < 1,0$ – персистентні (трендостійкі) ряди. В цих випадках кореляція позитивна, тобто тенденція до збільшення (додатній приріст) в минулому означає в середньому тенденцію до збільшення в майбутньому, і навпаки, тенденція до зменшення (від’ємний приріст) в минулому означає тенденцію до зменшення в майбутньому.

2. $H = 0,5$. У цьому випадку показник Херста вказує на випадковий характер ряду, тобто кореляція відсутня. Прикладом такого процесу є випадкові блукання (броунівський рух).

3. $0 < H < 0,5$ – цей діапазон відповідає антиперсистентним рядам («повернення до середнього»). Кореляція від’ємна, тобто збільшення в минулому означає ймовірне зменшення в майбутньому, і навпаки.

Ще Херстом було висунуто припущення, що зміщення значень показника від 0,5 відбувається у зв’язку з існуванням для природних процесів свого роду пам’яті. Пам’ять часового ряду визначає ступінь взаємозв’язку між його значеннями для різних моментів часу.

Пізніше було показано, що в загальному випадку відхилення величини H від значення 0,5 визначає міру фрактальності даного часового ряду [18, 19].

У роботі [75] для визначення верхньої оцінки глибини пам’яті [80] часових рядів було використано алгоритм послідовного R/S -аналізу. Він складається з чотирьох етапів.

1. Для даного часового ряду $X = \langle x_i \rangle (i = 1, \dots, n)$ розглянемо його початкові відрізки $X_\tau = x_1, x_2, \dots, x_\tau$, для кожного з яких обчислюємо їх середнє

$$\bar{x}_\tau = (1/\tau) \sum_{i=1}^{\tau} x_i \quad (\tau = 3, \dots, n)$$

і знаходимо накопичене відхилення

$$Y_{\tau,t} = \sum_{i=1}^t (x_i - \bar{x}_\tau)$$

для кожного поточного індексу $t = 1, 2, \dots, \tau$.

2. Для кожного початкового відрізка X_τ обчислюємо згідно (1.6) розмах $R(\tau)$, який нормуємо, тобто представляємо у вигляді дробу R/S , де $S = S(\tau)$ – стандартне відхилення відрізка часового ряду X_τ , $3 \leq \tau \leq n$.

3. Будуємо H -траєкторію $H = H(\tau)$, координати точок якої (χ_τ, ξ_τ) визначаються емпіричним законом Херста:

$$\chi_\tau = \ln \tau, \quad \xi_\tau = H(\tau) = \frac{\ln(R/S)_\tau}{\ln(\tau/2)}. \quad (2.17)$$

4. Будуємо так звану R/S -траєкторію даного часового ряду, яка представляється в логарифмічних координатах послідовністю точок (χ_τ, ξ'_τ) :

$$\chi_\tau = \ln \tau, \quad \xi'_\tau = \ln \left(\frac{R}{S} \right)_\tau. \quad (2.18)$$

З'єднуючи відрізком сусідні точки (χ_τ, ξ'_τ) і $(\chi_{\tau+1}, \xi'_{\tau+1})$, отримуємо графічне представлення R/S -траєкторії.

На рис. 2.3 показана реалізація послідовного R/S -аналізу деякого часового ряду [75], для якого R/S -траєкторія демонструє вичерпання в даному відрізку циклу тим, що в точці $\tau = 4$ цієї траєкторії відбувається зміна тренду («зрив з тренду») без повернення до початкового тренду яких-небудь наступних точок.

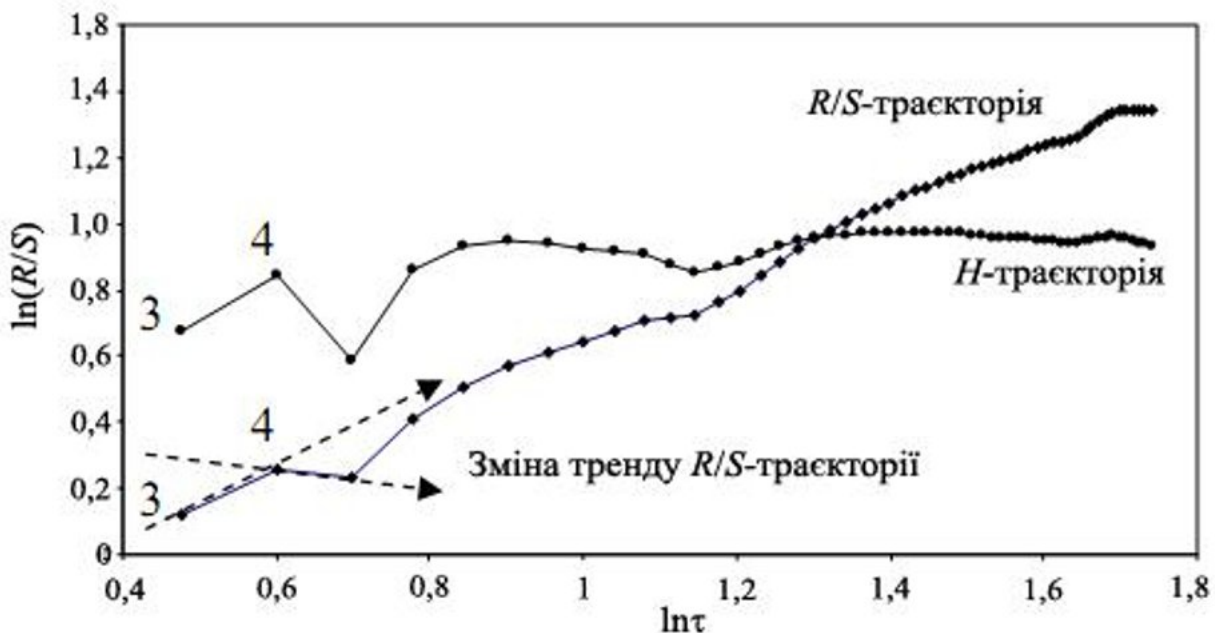


Рис. 2.3. R/S - та H -траєкторії часового ряду.

Для даного прикладу в точці $\tau = 4$ H -траєкторія отримує від'ємний приріст, тобто в часовому ряді $H(\tau)$ ($\tau = 3, 4, \dots, n$) його рівень $H(4)$ набуває від'ємного приросту. Таким чином, R/S -траєкторія та H -траєкторія сигналізують про вичерпання в часовому ряді циклу довжини $l = 4$.

По завершенні тривалості циклу (квазіциклу) втрачається пам'ять про початкові умови для розглянутого часового ряду [80], тобто втрачається довготривала корельованість наступних спостережень по відношенню до початкових. Таким чином, говорячи про оцінку глибини пам'яті для певного відрізка даного часового ряду, розуміють довжину першого циклу (квазіциклу), який міститься в цьому відрізку і його початок співпадає з початком цього відрізка.

Показник Херста має широке застосування завдяки своїй стійкості. Він містить мінімальні припущення стосовно системи, яка досліджується і може класифікувати часові ряди. Показник дозволяє відрізнити випадковий ряд від не випадкового, навіть якщо випадковий ряд не задовольняє нормальному розподілу. Величина H характеризує відношення сили тренду (детермінований фактор) до рівня шуму (випадковий фактор).

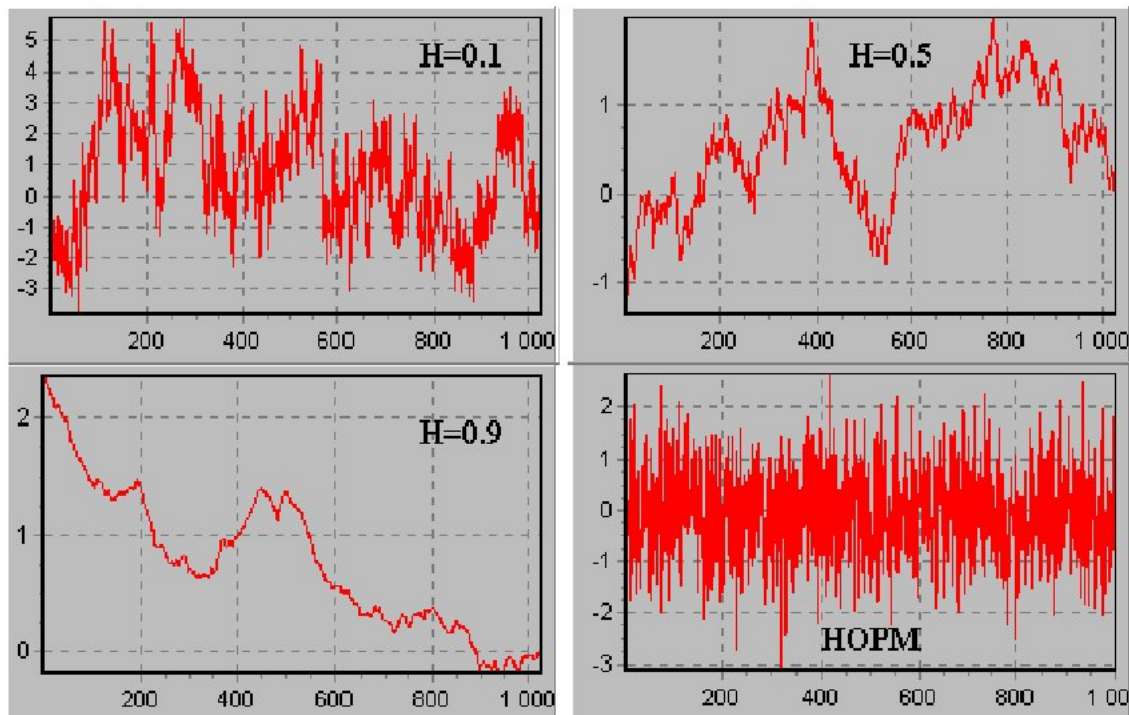


Рис. 2.4. Типові реалізації фрактальних часових рядів спостережень з $H = 0.1$; $H = 0.5$; $H = 0.9$ та білого шуму з нормальним розподілом.

Загальні закономірності зв'язку міри зашумленості сигналів та їх фрактальних властивостей, які виражаються показником Херста H , проілюстровані на рис. 2.4 [81], де зображені реалізації часових рядів спостережень (об'єм вибірки $N = 1000$), що мають суттєво відмінні фрактальні властивості і, відповідно, різні оцінки показника Херста.

Візуально можна визначити, що стаціонарні випадкові сигнали (наприклад, шум з нормальним розподілом) мають максимальну зашумленість, а зашумленість фрактальних сигналів падає зі збільшенням показника H .

2.3. Фрактальні характеристики часових рядів

Показник Херста пов'язаний з іншими фрактальними характеристиками часових рядів. Так, знаючи величину H , можна визначити наступні параметри, які [75].

1. Фрактальна розмірність часового процесу

$$D = 2 - H. \quad (2.19)$$

Ця характеристика відображає складність структури часового ряду. Зокрема, визначає, наскільки швидко зростає кількість деталей часового ряду зі зменшенням масштабу аналізу.

2. Кореляційний параметр

$$\Delta = 2(1 - H). \quad (2.20)$$

Використовується для вимірювання ступеня залежності або взаємозв'язку між елементами в часовому ряді.

3. Спектральний показник

$$\beta = 2H + 1. \quad (2.21)$$

Ця характеристика описує розподіл фрактальних компонентів у часовому ряді. Вона може допомогти виявити наявність інтермітентності або варіабельності в ряді, визначити, які частоти або цикли присутні в ряді та яка їх інтенсивність.

4. Індекс фрактальності

$$\mu = D - 1 = 1 - H. \quad (2.22)$$

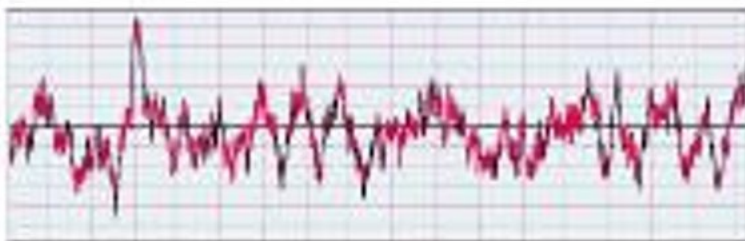
Найбільш відомою класифікацією фрактальних часових рядів є так звана $1/f$ -класифікація, або класифікація за спектром Фур'є часового ряду [22]. Спектри потужності (квадрати амплітуд перетворення Фур'є) хаотичних часових послідовностей як правило описується співвідношенням

$$A \sim f^{-\beta}, \quad (2.23)$$

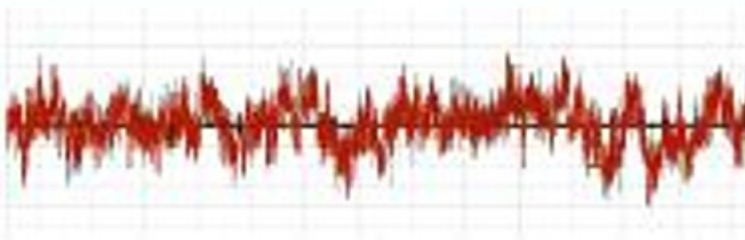
де f – частота, β – показник, в залежності від значення якого процес відноситься до одного з трьох принципово різних процесів.



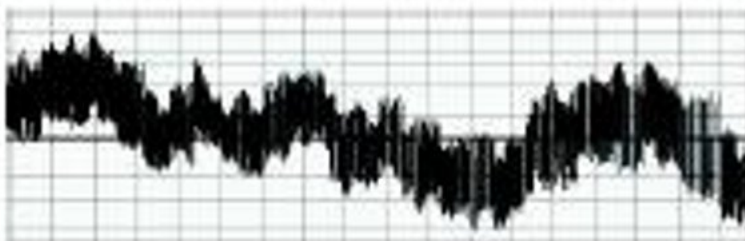
$\beta = 0$ – білий шум



$1 < \beta < 2$ – рожевий шум



$\beta = 2$ – коричневий шум



$2 < \beta < 3$ – чорний шум

Рис. 2.5. Спектральна класифікація часових процесів.

При $\beta = 0$ процес є добре відомим білим шумом або послідовністю незалежних, розподілених за нормальним законом з постійним середнім і деякою дисперсією, випадкових величин. Спектр Фур'є такого часового ряду є сталою

величиною при всіх значеннях f .

Інтеграл білого шуму є іншим, не менш відомим процесом: траєкторією одномірного броунівського руху, або вінерівським процесом. У цьому випадку $\beta = 2$, а тип поведінки називається коричневим шумом.

Білий та коричневий шуми були одними з перших випадкових процесів, дослідженими математиками, тому вони добре вивчені та описані.

Набагато менше вивченими, хоча і широко поширеними в природі, є так звані рожеві та чорні шуми. Для перших $1 \leq \beta < 2$, а для других $2 < \beta \leq 3$.

Якісно часові реалізації, що відповідають різним спектральним показникам, відрізняються так званою «кластеризацією» викидів, що проілюстровано на рис. 2.5.

У 1968 р. Мандельброт і Ван Несс припустили зв'язок показника β , визначеного зі спектру Фур'є часового ряду з показником Херста H , розрахованим за значеннями цього ж ряду (див. формулу (2.21)) [82]. Пізніше це було строго доведено.

Оскільки індекс фрактальності μ пов'язаний з показником H співвідношенням (2.22), то

$$\beta = 3 - 2\mu, \quad (2.24)$$

Очевидно, що випадок рожевих шумів відповідає значенням $0,5 < \mu \leq 1$, а коричневих – значенням $0 \leq \mu < 0,5$.

Тепер, знаючи співвідношення між β , H та μ , можна сформулювати принципові відмінності в поведінці хаотичних часових рядів різного типу.

1. При $\beta = 2$ ($\mu = 0,5$; $H = 0,5$) часовий ряд є вінерівським процесом або коричневим шумом. Коричневий шум можна отримати, проінтегрувавши білий шум по часу. Іншими словами, він являє собою своєрідну проекцію броунівського руху на один просторовий вимір [22]. Основна властивість цього процесу – відсутність пам'яті: наступні прирости ряду не залежать від всіх попередніх.

2. При $1 \leq \beta < 2$ ($0,5 < \mu \leq 1$; $0 \leq H < 0,5$) процес називається рожевим шумом. В таких процесах існує «від'ємна» пам'ять: якщо в минулому спостерігався

позитивний приріст, то в майбутньому з високою ймовірністю буде спостерігати від'ємний і навпаки.

3. При $2 < \beta \leq 3$ ($0 \leq \mu < 0,5$; $0,5 < H \leq 1$) процес називається чорним шумом і володіє «позитивною» пам'яттю: якщо в минулому спостерігався позитивний приріст, то в майбутньому з високою ймовірністю буде також спостерігатися позитивний і навпаки.

Більшість часових рядів, що спостерігаються в природі і техніці, зазвичай можна віднести до одного з трьох перелічених вище класів. Так коричневому шуму відповідає одномірний броунівський рух. Рожевим шумам відповідають часові ряди, які спостерігаються в процесах турбулентності, до того ж типу поведінки відносяться ряди волатильності цін фінансових активів. Чорні шуми реєструються в розливах річок, сонячній активності, статистиці природних і техногенних катастроф, деякі дослідники дотримуються думки, що поведінка цін акцій на біржі також відноситься до цього класу процесів. У зв'язку з цим стає зрозумілою актуальність наступної задачі: за якими характеристикам часового ряду, які можна обчислити безпосередньо, можна віднести його до того чи іншого класу процесів? Оскільки спільною властивістю таких рядів є їх фрактальність, то слід очікувати, що відповідь на це питання може дати обчислення їх фрактальних характеристик.

РОЗДІЛ III

АНАЛІЗ ЧАСОВИХ РЯДІВ ХАРАКТЕРИСТИК СОНЯЧНОЇ АКТИВНОСТІ

3.1. Індекси сонячної активності

Як уже відмічалось, на даний час вважаються надійно встановленими 11-ти та 22-х літні цикли сонячної активності (цикли Швабе та Хейла). Перший з них пов'язується з коливаннями числа сонячних плям, варіаціями сонячної радіації і галактичних космічних променів [83, 84], другий – з періодичністю зміни полярності глобального магнітного поля Сонця, хоча він практично не помітний ні у варіаціях сонячної радіації [83], ні в космічному випромінюванні [85], однак проявляється в багатьох кліматичних записах. Існування довших циклів сонячної активності відмічається у численних публікаціях, однак на сьогодні є дискусійним. Сюди відноситься 80-90 літній цикл Глейсберга [86], 200 літній цикл Зюсса [87].

Як кількісний параметр СА використовується число Вольфа, запропоноване в 1849 р. Р. Вольфом із Швейцарії, яке визначається формулою [2]:

$$W = k(f + 10g), \quad (3.1)$$

де k – нормовочний коефіцієнт; f – число окремих сонячних плям; g – число груп сонячних плям.

Нормовочний коефіцієнт залежить від типу використаного оптичного телескопа та особливостей спостерігача, що дає можливість спільно використовувати числа Вольфа, знайдені різними спостерігачами. За міжнародну систему вибрані числа Вольфа, які в 1849 р. почала публікувати Цюріхська обсерваторія, і для яких коефіцієнт k взято рівним 1. Числа Вольфа змінюються в діапазоні від нуля в мінімумі активності до більше сотні одиниць – у максимумі, як показано на рис. 3.1. На даний час зведення всіх спостережень сонячних плям і визначення середньомісячних та середньорічних значень чисел Вольфа здійснюється в Центрі аналізу даних по впливу Сонця (Бельгія). Існують також ряди чисел

Вольфа, відновлені по сторонніх даних для епохи, що передувала 1849 року [88].

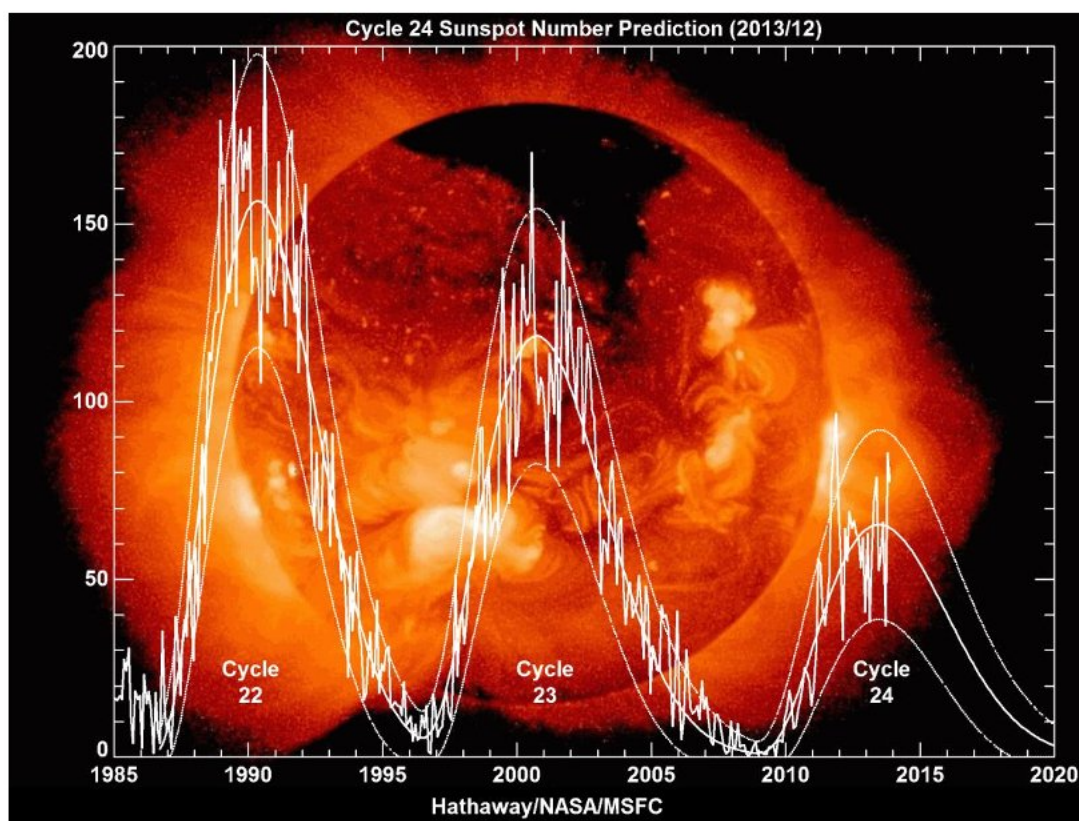


Рис. 3.1. Сонячна активність за період з 1995 р. Ламана лінія відповідає фактичному числу плям, гладка крива показує усереднену величину і прогноз на майбутнє [89].

Окрім чисел Вольфа існує ще ряд індексів сонячної активності. Перелічимо лише ті з них, які в даний час вважаються найбільш істотними з точки зору проблематики сонячно-земних зв'язків. Серед них слід відзначити перш за все сумарну площу плям S і максимальну напруженість їх магнітного поля B . Індекс S одержують додаванням площ плям всієї групи на видимому диску Сонця. Певною мірою сумарна площа плям відображає загальний рівень напруженості їх магнітних полів (магнітний потік).

Швейцарським астрономом М. Вальдмайєром отримана наступна емпірична залежність між середньорічними значеннями числа Вольфа та сумарною площею сонячних плям [90]:

$$S = 16,7W, \quad (2.2)$$

де S – площа плям в мільйонних частках півсфери. Однак існує ряд вказівок [91]

на зміну характеру цього зв'язку з часом.

Відзначимо, що з трьох згаданих індексів лише напруженість магнітного поля має цілком ясний фізичний сенс. Це дозволяє робити оцінки енергетики сонячних процесів, зокрема визначати густину енергії магнітного поля (з розрахунку на 1 см^3)

$$w = \frac{B^2}{8\pi}$$

і повну енергію магнітного поля

$$W = \int_V \frac{B^2}{8\pi} dV$$

в об'ємі V [1].

Ще один показник сонячної активності пов'язують із спалахами. Спалахи сильно відрізняються один від одного за потужністю свічення в лінії H_{α} . У зв'язку з цим прийнята наступна класифікація: f – сильні спалахи, n – помірні, b – яскраві. Для повної характеристики необхідно врахувати також площу спалаху (в квадратних кутових градусах). Дуже слабкі спалахи (субспалахи) мають площу не більше 2. Спалахам з площею 2,1-5,1 приписується бал $1f$, $1n$ або $1b$ в залежності від яскравості свічення. Аналогічно класифікуються спалахи з площею 5,2-12,4 ($2f$, $2n$, $2b$) і 12,5-24,7 ($3f$, $3n$, $3b$). Найпотужніші спалахи мають площу понад 24,7. Помноживши кількість спалахів певного балу на деякий коефіцієнт, що враховує їх потужність, і сумуючи такі добутки за всіма спалахами, можна отримати спалаховий індекс. Ця характеристика нагадує числа Вольфа. Певною мірою вона дозволяє робити висновки стосовно енерговиділення Сонця під час спалахів.

Коли з'явилася можливість регулярно спостерігати зелену й червону лінії свічення корони, то астрономи стали користуватися ще одним індексом сонячної активності – середньою інтенсивністю зеленої (або червоної) корональної лінії. Цей індекс має цілком визначений фізичний зміст і відображає часові варіації енерговиділення корони.

Ще одним важливим параметром сонячної активності є індекс потоку

радіовипромінювання Сонця. Його визначають для різних довжин хвиль – від метрового до сантиметрового діапазону.

В 1946 р. в Канаді за допомогою радіотелескопа були проведені перші вимірювання потоку радіовипромінювання Сонця на довжині хвилі 10,7 см (частота 2800 МГц). Їх результати показали, що інтенсивність випромінювання змінюється з часом, має нетеплову природу і формується в областях сонячних плям [92].

Було встановлено, що радіовипромінювання Сонця на довжині хвилі 10,7 см (його часто називають «десятисантиметровий потік» і позначають $F_{10.7}$) добре корелює з числом сонячних плям [93]. І, оскільки, величина $F_{10.7}$ може бути виміряна відносно легко та швидко, то її часто використовують замість числа плям як індекс сонячної активності для багатьох цілей.

На рис. 2.2 показаний графік залежності щомісячного усередненого числа сонячних плям від щомісячного усередненого десятисантиметрового потоку для періоду між 1947 і 1990 роками [89]. Кореляція між цими величинами очевидна, однак існують значні відхилення навіть для усереднених значень.

Взаємозв'язок між величинами $F_{10.7}$ та числом сонячних плям R описується емпіричними рівняннями, що виконуються для середньостатистичних значень:

$$F_{10.7} = 67.0 + 0.572R + (0.0575R)^2 - (0.0209R)^3;$$

$$R = 1.61F_D - (0.0733F_D)^2 + (0.0240F_D)^3,$$

де $F_D = F_{10.7} - 67.0$.

Зазвичай визначається середній потік радіовипромінювання на довжині хвилі 10,7 см в за місяць (іноді за 90 днів) або рік.

Потік радіохвиль на довжині хвилі 10,7 см і числа Вольфа мають різні масштаби. Це видно з рис. 2.2, де величина $F_{10.7}$ ніколи не падає нижче значення ≈ 67 навіть під час сонячного мінімуму, коли число сонячних плям дуже близьке до нуля.

Слід також відмітити, що визначення індексу $F_{10.7}$ на відміну від індексу спалахової активності не залежить від погодних умов.

Враховуючи, що числа Вольфа корелюють з іншими індексами сонячної активності і найбільш репрезентативно відображають багатолітні дослідження цих процесів, саме їх часові послідовності нами було вибрано в якості об'єкту спектрально-кореляційного та фрактального аналізу.

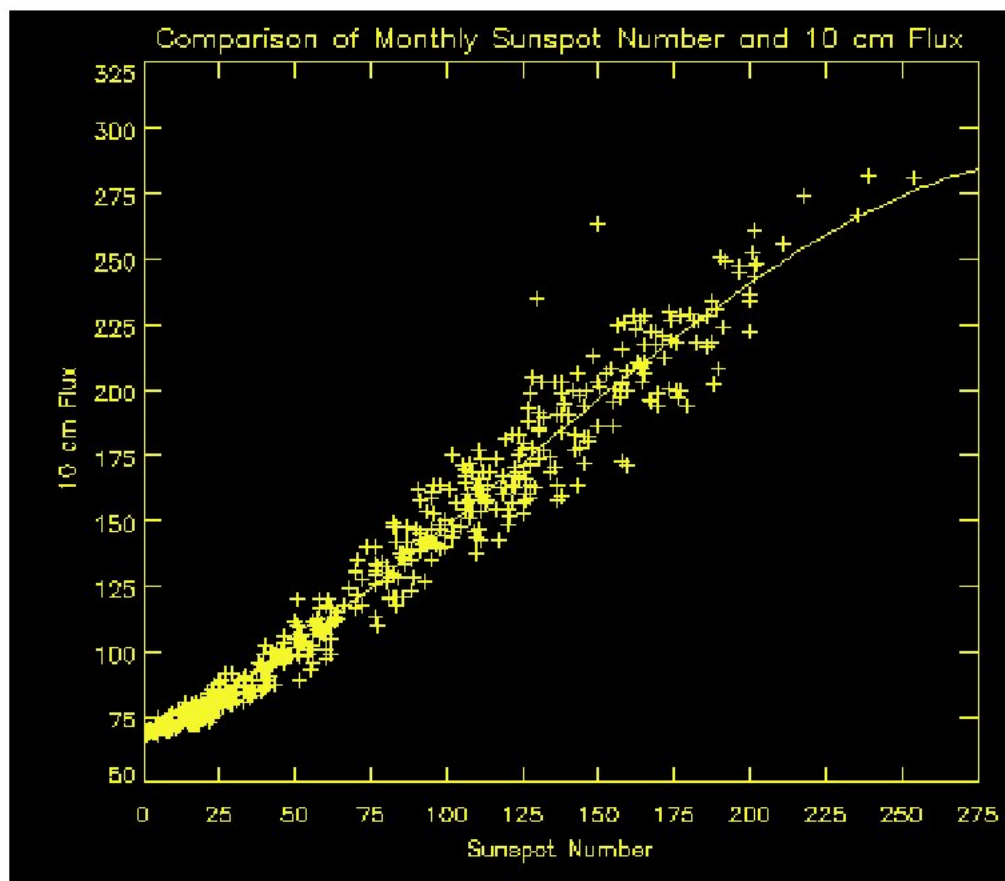


Рис. 2.2. Кореляційна залежність між числами Вольфа та потоком радіовипромінювання Сонця на довжині хвилі 10,7 см.

3.2. Часові послідовності чисел Вольфа та їх періодограма

З метою дослідження динаміки сонячної активності за часовими послідовностями чисел Вольфа були використані їх числові дані з 1921 по 2021 рік (100 років), отримані з Інтернет-ресурсу [94].

На рис. 3.3, 3.4 представлено відповідно динаміку зміни середньомісячних значень W та щоденної кількості сонячних плям для зазначеного періоду. Їх візуальне спостереження вказує на наявність періодичних циклів у динаміці чисел Вольфа. Дослідимо це питання детальніше.

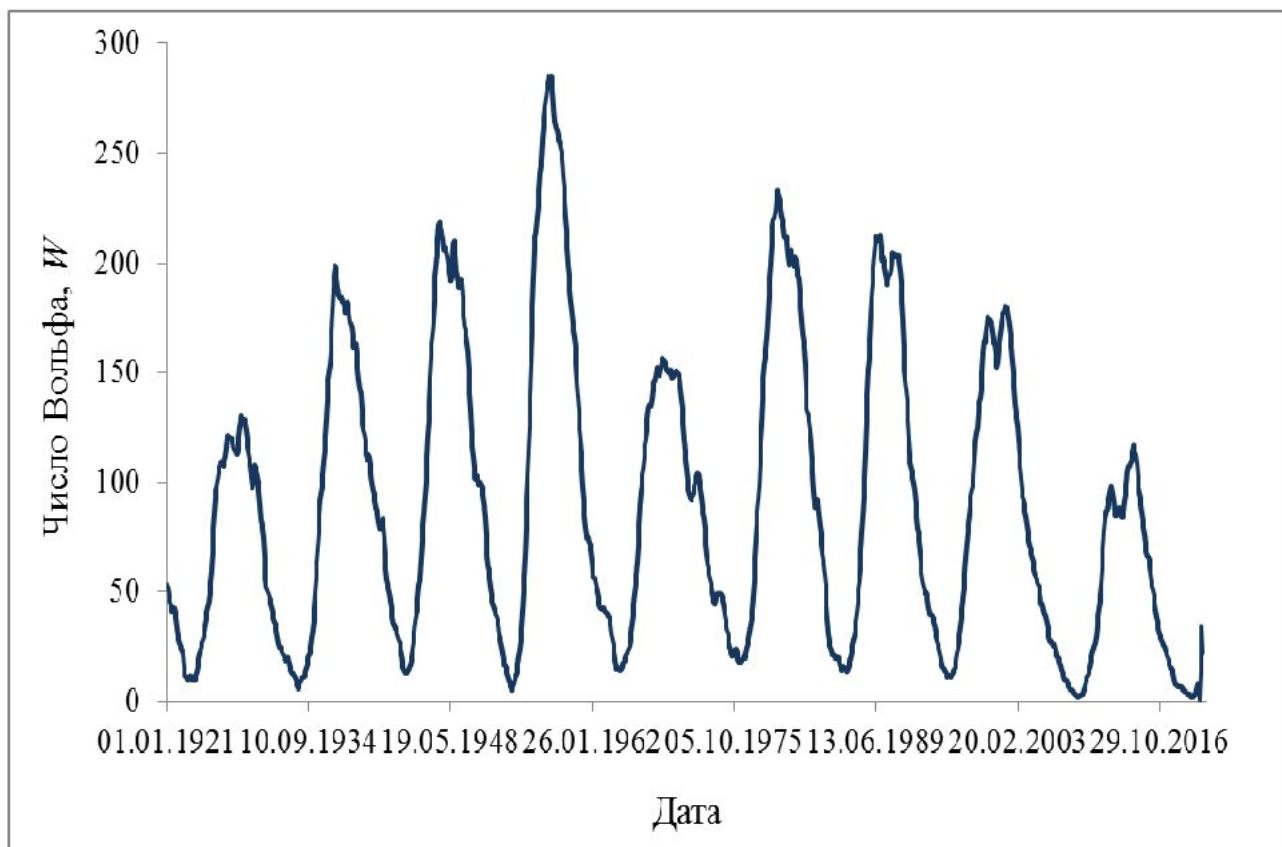


Рис. 3.3. Динаміка середньомісячних значень чисел Вольфа за період 1921–2021 рр.

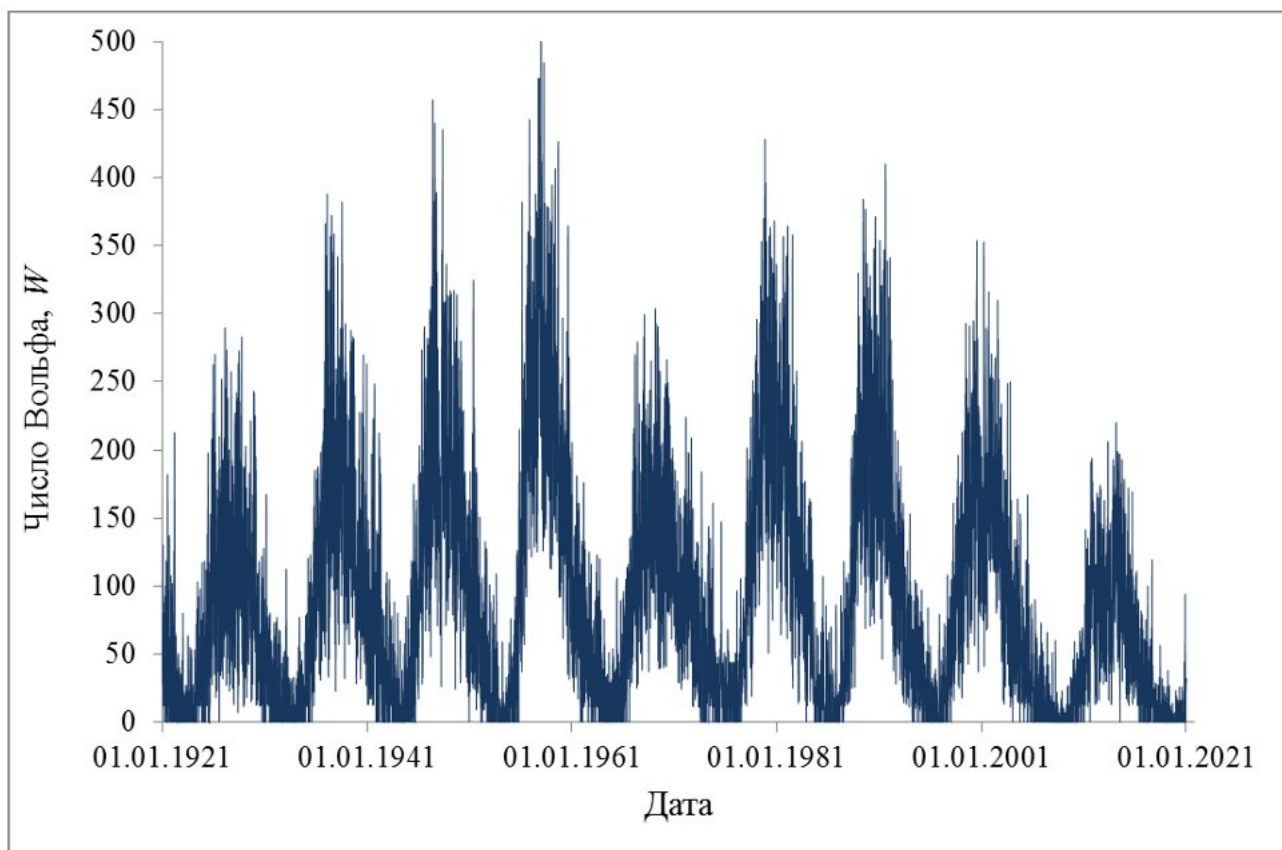


Рис. 3.4. Загальна щоденна кількість сонячних плям для періоду 1921–2021 рр.

Часові ряди, які описують природні процеси, часто зручніше розглядати не в часовій області значень аргументу, а в частотній. Цей перехід можна здійснити за допомогою періодограми. Її призначення – виявлення періодичних складових у даному ряді. У загальному випадку, періодограма є інструментом для визначення спектру частот (амплітуд та частот) дискретного сигналу, представленого зазвичай часовими значеннями. Її можна використовувати для аналізу будь-яких часових рядів,

Перше уявлення про наявність таких складових може дати звичайний графік. Якщо стаціонарний часовий ряд на графіку поводить себе більш гладко й регулярно, ніж гаусовий білий шум, то можна припустити, що в ньому є періодичні складові.

Періодограма спочатку використовувалася для виявлення й оцінок амплітуди синусоїдальної компоненти, прихованої шумом. Нею користуються також для контролю випадковості ряду (зазвичай ряду із залишкових похибок після підгонки якої-небудь моделі), в якому періодичні компоненти невідомої частоти можуть ще зберігатися. Слід відмітити, що на даний час теорія і практика спектрально-кореляційного аналізу з вичерпною повнотою розвинуті для рівномірних стаціонарних часових рядів, тобто для значень деякої функції, які сліднують одне за одним зі сталим часовим кроком і не змінюють своїх характеристик на інтервалі вимірювань [95]. Хоча на практиці не завжди вдається витримати сталість часового кроку, тим не менше завдяки порівняній простоті використаних математичних методів аналіз рівномірних рядів відіграє роль своєрідного стандарту. Принциповим тут є і властивість стаціонарності. У тих випадках, коли параметри детермінованої та шумової компонент ряду змінюються в часі, доводиться застосовувати складніші методи їх досліджень.

Спосіб реалізації цієї ідеї, запропонований англійським фізиком Артуром Шустером, ґрунтується на тому припущенні, що часовий ряд утворений синусоїдами та косинусоїдами різних частот [14].

Для ілюстрації обчислень періодограми покладемо, що число спостережень N непарне: $N = 2q - 1$. Якщо ми підганяємо модель ряду Фур'є

$$y_t = a_0 + \sum_{i=1}^q (a_i \cos 2\pi v_i t + b_i \sin 2\pi v_i t) + \varepsilon_t, \quad (3.3)$$

де $v_i = i/N$ – i -та гармоніка основної частоти $1/N$, то оцінки (найменших квадратів) коефіцієнтів a_0 та (a_i, b_i) будуть

$$a_0 = \bar{y}, \quad (3.4)$$

$$a_i = \frac{2}{N} \sum_{t=1}^N y_t \cos 2\pi v_i t, \quad i = 1, 2, \dots, q, \quad (3.5)$$

$$b_i = \frac{2}{N} \sum_{t=1}^N y_t \sin 2\pi v_i t. \quad (3.6)$$

Тоді періодограма складається з $q = (N-1)/2$ значень

$$I(v_i) = \frac{N}{2} (a_i^2 + b_i^2), \quad i = 1, 2, \dots, q, \quad (3.7)$$

де величина $I(v_i)$ називається інтенсивністю на частоті v_i .

Коли N парне, покладають $N = 2q$, і формули (3.4)–(3.7) застосовні для $i = 1, 2, \dots, q = N-1$. Для $i = q$ маємо

$$a_q = \frac{1}{N} \sum_{t=1}^N (-1)^t y_t, \quad b_q = 0, \quad (3.8)$$

$$I(v_q) = I\left(\frac{1}{2}\right) = N a_q^2. \quad (3.9)$$

Зауважимо, що найвища частота становить 0,5 циклу за часовий інтервал, оскільки найменший період рівний двом інтервалам.

Графік залежності $I(v_i)$ від частоти називається періодограмою. Згідно свого змісту, функція $I(v_i)$ повинна набувати великих значень (мати локальні максимуми – піки) для тих значень частот, які відповідають періодам наявних у ряді y_t періодичних складових.

За допомогою програмного додатку AtteStat (модуль «Time – Аналіз часових рядів») [96] табличного процесора Excel нами було побудовано періодограми ряду середньомісячних значень чисел Вольфа. Крок вибірки $\Delta t = 1$ доба, число точок ряду $N = 3252$.

На рис. 3.5 приведені результати обчислень. Їх аналіз показує, що піки

інтенсивності спостерігаються лише в низькочастотній області. Найбільш потужний пік I_1 (інтенсивністю $2,73 \cdot 10^6$) відповідає періоду 10,8 років. Дві менш інтенсивні складові низькочастотної області спектру ($I_2 = 1,19 \cdot 10^6$, $I_3 = 1,75 \cdot 10^6$) відповідають періодам $T_2 = 11,8$, $T_3 = 10,0$ років. З огляду на їх часову близькість, можна припустити, що ці три складові періодограми відображають єдиний 11-ти літній цикл сонячної активності.

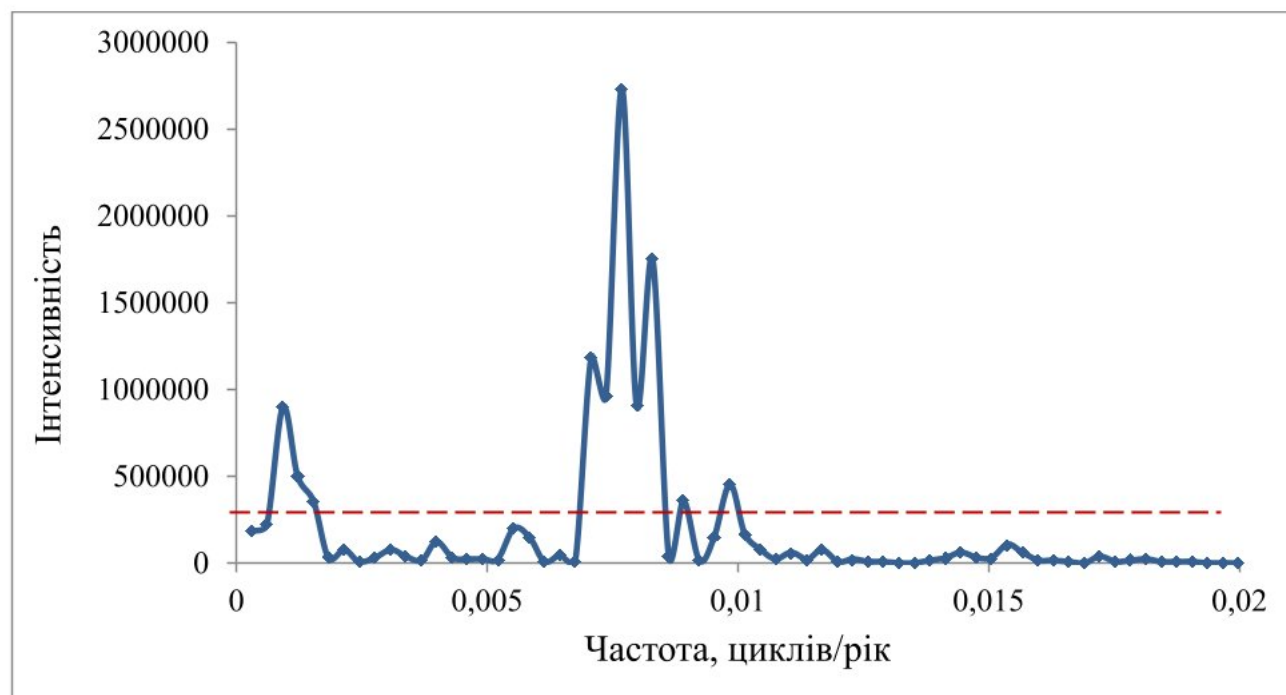


Рис. 3.5. Періодограма низькочастотної області спектру часової послідовності чисел Вольфа.

Іншими словами, одинадцятилітній цикл для спектру потужності Фур'є є результатом накладання трьох найбільш потужних гармонік, а його тривалість залежить від часу.

Ще один пік інтенсивністю $I_4 = 0,9 \cdot 10^6$, що проявляється в області найнижчих частот, відповідає періоду $T_4 = 90,3$ років, тобто циклу Глейсберга.

Характерно, що на періодограмі відсутній пік, який відповідає 22 літньому циклу, однак наявні два локальні максимуми інтенсивності значно меншої потужності, ніж попередні, з періодами 9,3 та 8,5 років.

Відмітимо, що виділення в заданому інтервалі частот максимумів періодограми не означає виявлення істинної періодичності. Випадкова складова $\varepsilon(t)$

процесу $y(t)$ з неперервним спектром може привести до значних флуктуацій в періодограмі $I(v)$, піки яких при першому розгляді можуть бути співмірні з піками гармонічних компонент [97]. Тому потрібно оцінювати достовірність виявлення гармонічних компонент, тобто значимість максимумів періодограми. Для оцінки значимості максимуму, який спостерігається на певній частоті v_m періодограми розглядається випадковий часовий ряд (білий шум), який заздалегідь не містить жодних періодичностей, і знаходиться ймовірність q_m того, що періодограма випадкового ряду на будь-якій частоті перевищить $I(v_m)$. Якщо $q_m < q$ деякого прийнятого рівня значимості, то максимум періодограми є значимим і виявлена в ряді періодичність реальна. При цьому має місце наступне обмеження на значення піку $I(v_m)$ в періодограмі при рівні значимості q [97]:

$$I(v_m) \geq X_1 = \frac{\sigma^2}{N} \ln \frac{N-2}{q}, \quad (3.10)$$

де σ – середньоквадратичне значення ряду $y(t)$. На рис. 3.5 штрихова лінія відображає 99%-вий поріг X_1 розділення шумової та детермінованої складових ряду. Як бачимо, усі зазначені вище піки періодограми значно перевищують цю величину і тому є значимими.

Отримані результати узгоджуються з даними роботи [98], де при застосуванні комбінованого методу найменших квадратів та повного перебору отримано п'ять гармонік часового ряду середньомісячних значень сонячної активності, які відповідають періодам (у порядку спадання інтенсивності) 11; 10; 10,6; 103,8 та 11,8 років.

Варто відмітити, що основним недоліком періодограми є те, що дисперсія на деякій заданій частоті не зменшується зі збільшенням кількості вибірок, які задіяні для обчислення. Цей підхід не забезпечує усереднення, яке необхідне для аналізу синусоїдних або шумоподібних сигналів, особливо при низькому співвідношенні сигнал/шум.

Позбавленим цього недоліку є метод нормованого розмаху, який у застосуванні до часових рядів сонячної активності розглянемо далі.

3.3. Фрактальні характеристики часового ряду чисел Вольфа

Показник Херста часового ряду чисел Вольфа $W(N)$ визначали, застосовуючи методику, описану в п. 2.2. На рис. 3.6 у подвійних логарифмічних координатах показана залежність нормованого розмаху ряду загальної кількості сонячних плям за день (довжиною $N = 36525$) і відповідна пряма регресії, яка апроксимує числові значення нормованого розмаху ряду за період з 1921 по 2021 роки. Її кутовий коефіцієнт, у відповідності до співвідношення (2.16) дає значення показника Херста. У нашому випадку $H = 0,741$, що характерно для переважної більшості природних процесів.

Провівши аналогічні розрахунки для часового ряду середньомісячних значень чисел Вольфа для того ж часового інтервалу ($N = 1200$), ми отримали дещо більшу величину показника Херста (рис. 3.7):

$$H = 0,760.$$

Це свідчить про те, що ряд загальної кількості сонячних плям містить більш помітну шумову компоненту, оскільки зашумленість спричиняє зменшення показника Херста. Місячне усереднення чисел Вольфа, очевидно, згладжує зашумленість, що й проявляється у збільшенні величини H .

У будь-якому випадку часовий ряд процесу сонячної активності є персистентним, тобто для процесу притаманна наявність довготривалої пам'яті і чітко виражений трендовий характер. Крім того, з умови $H > 0,5$ робимо висновок, що даний часовий ряд має фрактальну структуру.

У відповідності до формул (2.19)–(2.22) фрактальна розмірність часового ряду середньомісячних значень чисел Вольфа $D = 1,24$, кореляційний параметр $\Delta = 0,48$, індекс фрактальності часового процесу $\mu = 0,24$, а відповідний спектральний показник $\beta = 2,52$.

Як бачимо, досліджений нами часовий ряд $W(t)$ володіє динамікою, притаманною стійкій області чорного шуму. Саме тому він проявляє чітко виражену трендостійкість (персистентність). Остання, однак, може залежати від цілого ряду сторонніх факторів.

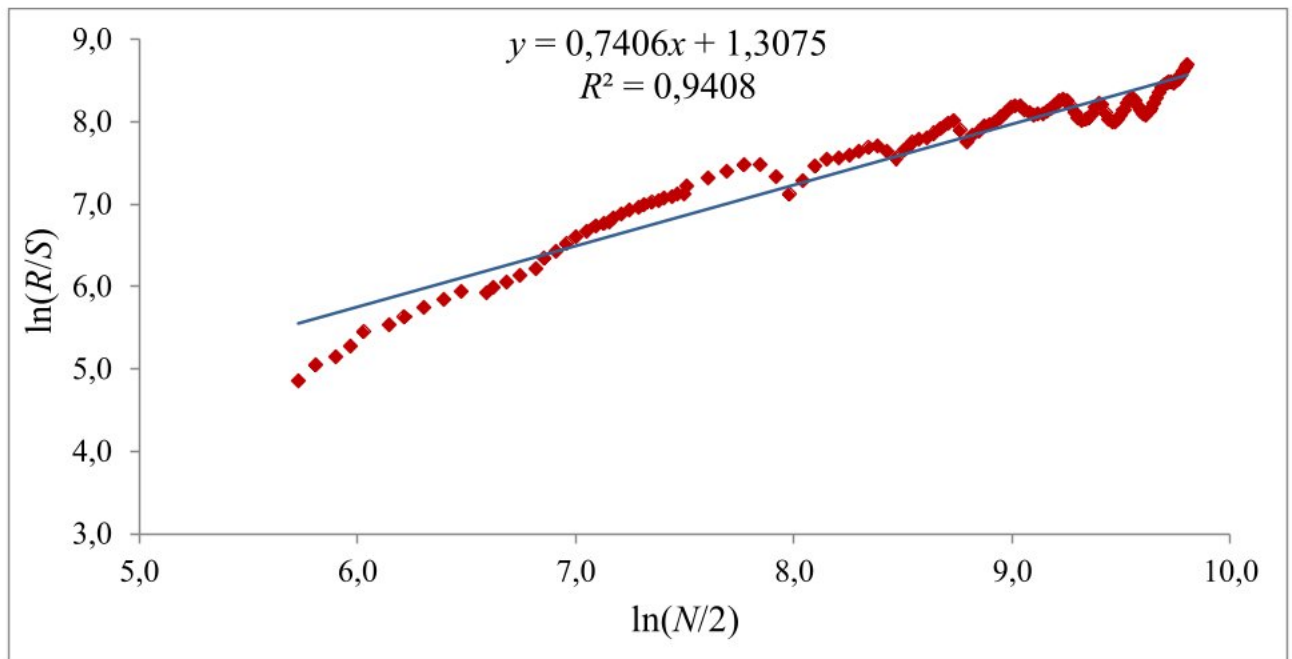


Рис. 3.6. Визначення показника Херста часового ряду загальної кількості сонячних плям за день для періоду з 01.01.1921 по 31.12.2020 методом нормованого розмаху.

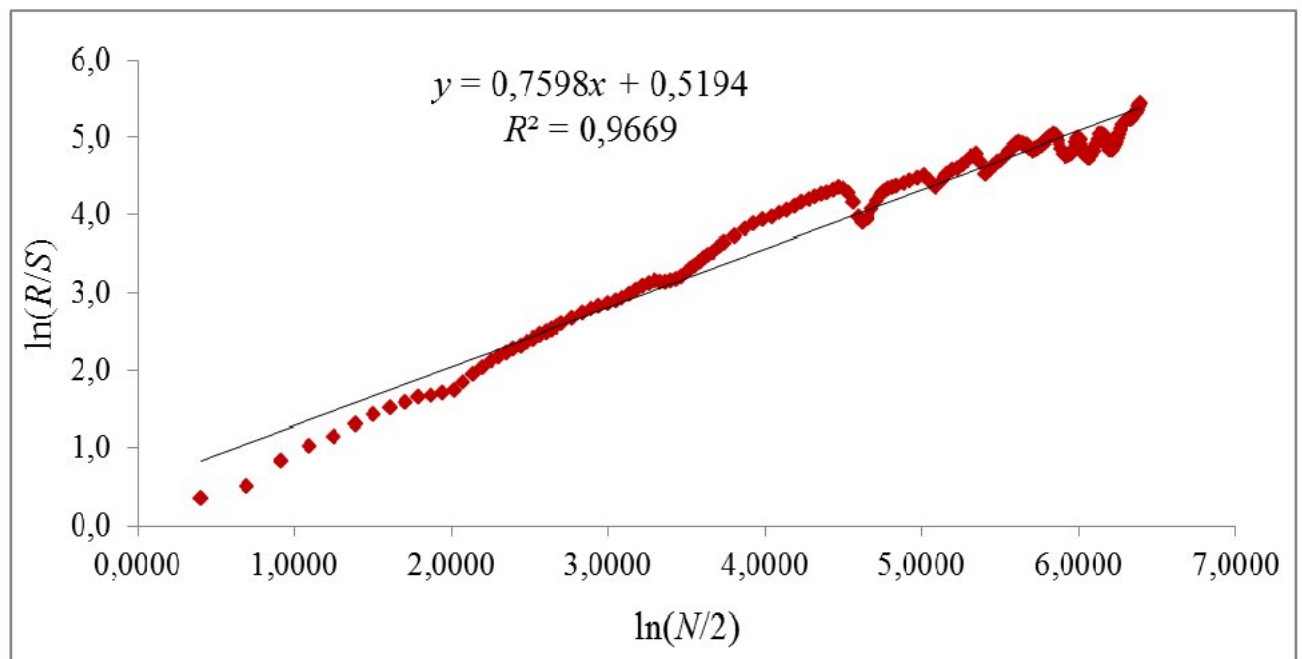


Рис. 3.7. Визначення показника Херста часового ряду середньомісячних значень чисел Вольфа для періоду з 01.01.1921 по 31.12.2020 методом нормованого розмаху.

Зокрема, як показано в роботі [98], згладжування вихідного ряду середньомісячних значень сонячної активності методом віконного перетворення

Фур'є (з повною шириною вікна $w = 66$, яка відповідає половині довжини основного сонячного циклу), у кінцевому підсумку призводить до видалення високочастотних флуктуацій в спектрі періодограми і, відповідно, до збільшення величини параметра Херста.

Встановлена нами персистентність часового ряду означає, що існуюча тенденція його рівнів зберігатиметься у найближчий час, тобто відповідний динамічний процес характеризується наявністю довготривалої пам'яті. Це питання є принципово важливим, а тому дослідимо його детальніше.

У першу чергу відмітимо, що вплив «нинішнього» стану динамічної системи на її «майбутній» стан можна оцінити величиною міри кореляції [77], яка визначається формулою

$$C = 2^{2H-1} - 1. \quad (3.11)$$

Оскільки $0 < H < 1$, то значення міри кореляції $-0,5 < C < 1$. Зокрема для персистентних ($H > 0,5$) часових рядів $C > 0$.

У нашому випадку вибраний період зміни сонячної активності характеризується величиною міри кореляції $C = 0,434$, що вказує на існування довготривалої пам'яті в поведінці чисел Вольфа. Однак у багатьох випадках було встановлено [99], що високі значення показника Херста можуть бути обумовлені недостатньою репрезентативністю часового ряду. Для перевірки даної гіпотези і вияснення питання, чи дійсно для вибраного нами інтервалу аналізу сонячної активності притаманні кореляційні зв'язки, ми скористалися процедурою перемішування елементів [80]. Якщо в даному ряді випадково перетасувати його елементи і до отриманого ряду застосувати алгоритму R/S -аналізу, то отримане максимальне значення показника Херста виявиться явно меншим порівняно зі значеннями H для вихідного часового ряду у випадку, коли він володіє довготривалою пам'яттю.

Для перевірки трендостійкості ряду сонячної активності ми випадково перемішали його елементи і провели розрахунки, аналогічні попереднім. Результат R/S -аналізу для випадково перемішаного ряду середньомісячних значень чисел Вольфа представлений на рис. 3.8.

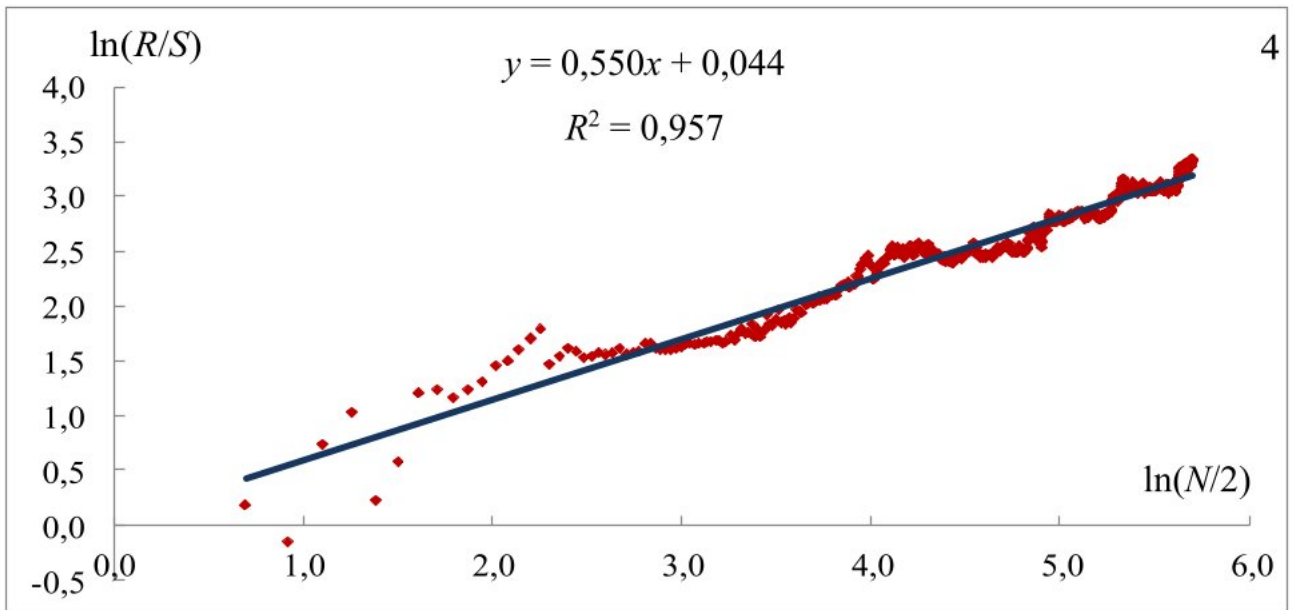


Рис. 3.8. Визначення показника Херста випадково перемішаного часового ряду чисел Вольфа методом нормованого розмаху.

Як і очікувалося, у цьому випадку значення показника Херста $H \approx 0,55$ близьке до значення випадкового ряду. Перемішавши елементи ряду, ми, тим самим, змінили його структуру й порушили корельованість зв'язків між відповідними рівнями ряду.

Таким чином, порядок даних в часовому ряду чисел Вольфа є дуже суттєвим, і динаміка процесу характеризується довготривалою пам'яттю. Для оцінки глибини пам'яті скористаємося процедурою послідовного R/S -аналізу. На рис. 2.9 представлено, відповідно, H - та R/S -траєкторії досліджуваного ряду.

Бачимо, що значення параметра Херста досить швидко (при довжині ряду $N = 25$) потрапляє в область стійкого чорного шуму. При $N = 174$ R/S -траєкторія ряду зазнає «зриву» з тренду. Таким чином, можемо констатувати, що глибина пам'яті для даного відрізка часового ряду становить 14,5 років. Однак, як показано в роботі [100], довжина циклу, отримана за допомогою R/S -аналізу, дещо перевищує її реальне значення і для її оцінки запропонована формула:

$$l = 0,83447 \cdot N^{1,003456}, \quad (3.12)$$

де N – число членів ряду в точці спостереження локального екстремуму показника Херста, найближчій до точки зміни тренду R/S -траєкторії. У нашому

випадку (рис. 3.10) $N = 168$ і розрахунок за формулою (3.12) дає значення довжини повного циклу $l = 142$ місяці (11,8 років), що відповідає циклу Швабе.

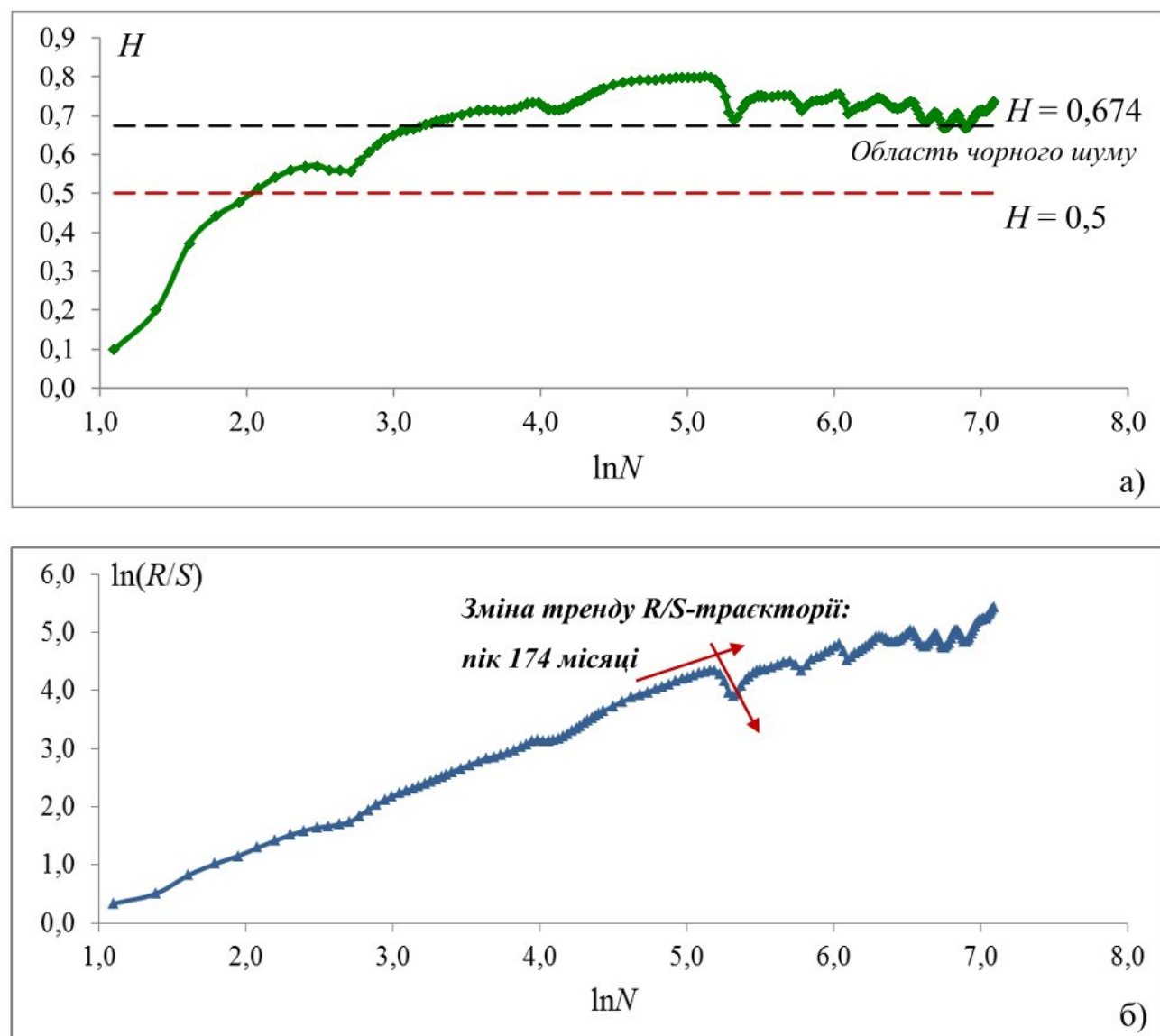


Рис. 3.9. Оцінка глибини пам'яті часового ряду чисел Вольфа:

а) H -траєкторія; б) R/S -траєкторія.

При цьому (рис. 3.9, а) H -траєкторія ряду не залишає області чорного шуму, тобто персистентність ряду не порушується. Можна припустити, що фактори, які визначають зміну сонячної активності, впливають на тривалість періодичних та неперіодичних циклів (квазіциклів), однак не змінюють трендової динаміки ряду, тобто не порушують його стабільності. Те ж саме стосується наступних змін тренду R/S -траєкторії при незначних коливаннях показника Херста в області його асимптотичного рівня.

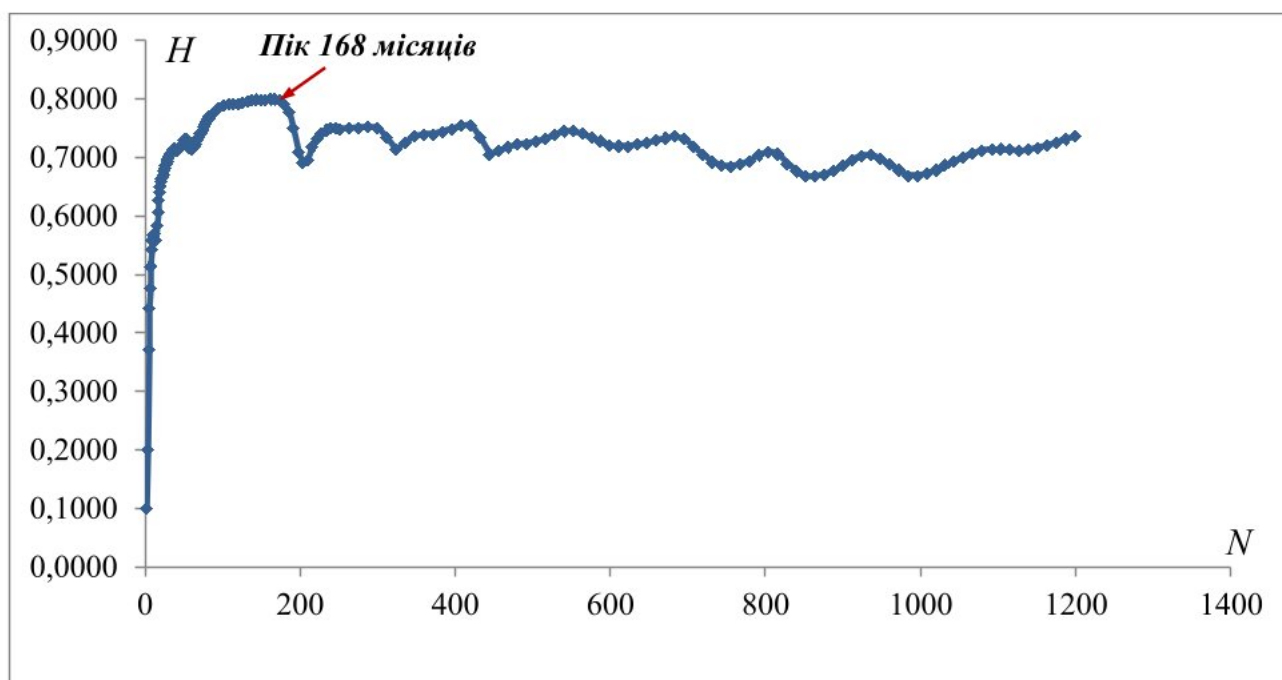


Рис. 3.10. Динаміка показника Херста часового ряду середньомісячних значень чисел Вольфа.

Для перевірки на стабільність часових рядів використовують так звану V_N -статистику, яка дає найбільш точне вимірювання довжини циклу, що особливо вдало працює в присутності шуму і визначається за формулою [80]:

$$V_N = \frac{(R/S)_N}{\sqrt{N}}. \quad (3.13)$$

Якщо часовий процес є випадковим, то для нього величина параметра Херста $H = 0,5$. Тоді, згідно (2.15), нормований розмах буде пропорційним $N^{1/2}$. Тому для незалежного ймовірнісного процесу відношення (3.13) приводить до горизонтальної лінії. Якщо часовий ряд має персистентний характер ($H > 0,5$), то нормований розмах змінюватиме масштаб швидше, ніж квадратний корінь з часу. У цьому випадку графік матиме нахил вгору. Для антиперсистентного процесу ($H < 0,5$), графік матиме нахил донизу. При викреслюванні V_N на осі Y і $\ln N$ на осі X з'являться «піки», коли графік статистики вирівнюється. У таких точках процес з довготривалою пам'яттю розсіюється. Момент перелому ($N_{кр}$) тенденції графіка V_N -статистики відповідає довжині як періодичного, так і неперіодичного циклів [24, 80].

Графік V_N -статистики часового ряду чисел Вольфа представлено на рис. 3.11. Слід відмітити його яскраво виражений нелінійний характер, що вказує на чітко виражену циклічність процесу.

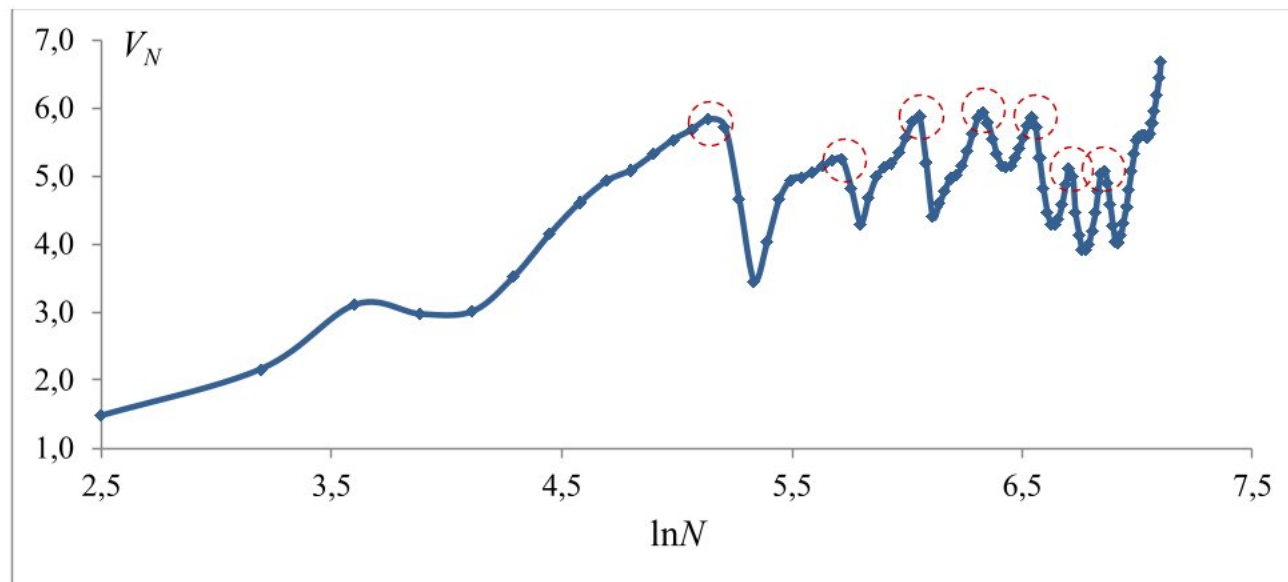


Рис. 3.11. V_N -статистика часового ряду чисел Вольфа.

Характерні точки зміни тренду V_N -статистики (на графіку відмічені червоним) відповідають довжинам ряду $N = 14, 24, 35, 45, 56, 67, 77$ років. Враховуючи, що середній проміжок часу між критичними точками становить 10-11 років, можна зробити висновок, що основний вплив на динаміку сонячної активності здійснює саме 11-ти літній цикл Швабе.

ВИСНОВКИ

Результати проведених досліджень дозволяють сформулювати наступні висновки.

1. Методи спектрально-кореляційного аналізу дозволяють виявляти низькочастотні компоненти спектру сонячної активності, які відповідають циклам Швабе та Глейсберга.

2. Методу нормованого розмаху Херста є ефективним засобом розрахунку й аналізу фрактальних характеристик динаміки сонячної активності.

3. Часовий ряд чисел Вольфа демонструє персистентний характер поведінки, причому для його динаміки притаманна «довготривала» позитивна пам'ять.

4. Досліджено залежність параметра Херста від довжини ряду. Зокрема, при $N > 25$ трендова стійкість ряду не порушується.

5. Проведено оцінку глибини пам'яті часового ряду чисел Вольфа, встановлено наявність у його структурі квазіперіодичних циклів різної довжини.

ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Загальна астрономія : підручник / С.М. Андрієвський, С.Г. Кузьменков, В.А. Захожай, І.А. Климишин. – Харків: ПромАрт, 2019. – 524 с.
2. Александров Ю.В. Астрофізика : підручник / Ю.В. Александров, В.Г. Шевченко. – Харків: ХНУ ім. В.Н. Каразіна, 2016. – 252 с.
3. Akasofu S.-I. Evolution of ideas Solar-terrestrial physics / S.-I. Akasofu // Geophys. J. Int. – 1983. – V. 74, No 1. – P. 257-299.
4. Akasofu S.-I. Paradigm transitions in solar-terrestrial physics from 1900: my personal view / S.-I. Akasofu // Hist. Geo Space Sci. – 2015. – V. 6. – P. 23-43.
5. Tsurutani B.T. The physics of space weather/solar-terrestrial physics (STP): what we know now and what the current and future challenges are / B.T. Tsurutani, G.S. Lakhina, R. Hajra // Nonlin. Processes Geophys. – 2020. – V. 27. – P. 75-119.
6. Hoyt D.V. The role of the Sun in climate change / D.V. Hoyt, R.H. Schatten. – Oxford: Oxford University Press, 1997. – 279 p.
7. Omatola K.M. Impacts of solar storms on energy and communications technologies / K.M. Omatola, I.C. Okeme // Arch. Appl. Sci. Res. – 2012. – V. 4, No 4. – P. 1825-1832.
8. Mendillo M. Storms in the ionosphere: Patterns and processes for total electron content / M. Mendillo // Rev. Geophys. – 2006. – V. 44, No 4. – RG4001.
9. Diffey B.L. Solar ultraviolet radiation effects on biological systems / B.L. Diffey // Phys. Med. Biol. – 1991. – V. 36. – P. 299–328.
10. Breus T. Some aspects of the biological effects of space weather / T. Breus // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. – 2008. – V. 70, No 2-4. – P. 436-441.
11. Maghrabi A.H. The Effects of Solar Activity and Geomagnetic Disturbance on Human Health / A.H. Maghrabi, M.A. Maghrabi // Open Acc. J. Bio. Sci. – 2020. – V. 2, No 4. – P. 506-509.
12. Kendall M. Time Serial / M. Kendall, J.K. Ord. – London: Edward Arnold, 1990. – 296 p.

13. Otnes R.K. Applied Time Series Analysis: Basic Techniques / R.K. Otnes, L.D. Enochson. – New York: Wiley, 1978. – 550 p.
14. Brillinger D.R. Time Series. Data Processing and Theory / D.R. Brillinger. – Berkeley: Cambridge University Press, 2001. – 570 p.
15. Anderson T.W. Statistical Analysis of Time Series / T.W. Anderson. – New York: Wiley, 1994. – 704 p.
16. Draper R.N. Applied Regression Analysis / R.N. Draper, H. Smith. – New York: Wiley, 1998. – 736 p.
17. Бідюк П.І. Аналіз часових рядів [Електронний ресурс] : навчальний посібник / П.І. Бідюк, В.Д. Романенко, О.Л. Тимошук: НТУУ «КПІ». – Електронні текстові дані (1 файл: 8,42 Мбайт). – Київ : НТУУ «КПІ», 2010. – Назва з екрану. URL: <https://ela.kpi.ua/handle/123456789/862>
18. Mandelbrot B. The Fractal Geometry of Nature / B. Mandelbrot. – San Francisco: W.H. Freeman and Co., 1982. –460 p.
19. Feder J. Fractals / J. Feder. – New York: Springer, 1988. – 284 p.
20. Ruelle D. Chance and Chaos / D. Ruelle. – Princeton: Princeton University Press, 1991. – 208 p.
21. Gleick J. Chaos. Creation of a New Science / J. Gleick. – New York: Viking, 2006. – 352 p.
22. Schroeder M. Fractals, chaos, power laws: Minutes from an Infinite Paradise / M. Schroeder. – New York: Dover Publications Inc., 2009. – 448 p.
23. Testing and forecasting the time series of the solar activity by singular spectrum analysis / A. Loskutov, I.A. Istomin, K.M. Kuzanyan, O.L. Kotlyarov // Nonl. Phen. Compl. Syst. – 2001. – V. 4, No 1. – P. 47-57.
24. Dubovikov M. Econophysics and the fractal analysis of financial time series / M. Dubovikov, N. Starchenko // Phys.-Usp. – 2011. – V. 54, No 7. – P. 754-762.
25. Fractal time series analysis in non-stationary environment / A. Kuchansky, A. Biloshchytskyi, Y. Andrashko [et al.] // 2019 IEEE International Scientific-Practical Conference Problems of Infocommunications, Science and Technology (PIC S&T).

Kyiv, Ukraine, 2019. – P. 236-240.

26. Антонова І.В. Застосування методів фрактального аналізу до дослідження часових рядів / І.А. Антонова, Н.А. Чикіна // Вісник НТУ «ХПІ». – 2015. – № 32(1141). – С. 4-9.

27. Williams D.R. Sun Fact Sheet [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/sunfact.html>. – Назва з екрану.

28. Bonanno A. The age of the Sun and the relativistic corrections in the EOS / A. Bonanno, H. Schlattl, L. Paterno // Astron. Astrophys. – 2002. – V. 390, No 3. – P. 1115-1118.

29. Solar System Exploration: Planets: Sun: Facts & Figures [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <http://solarsystem.nasa.gov/planets/profile.cfm?Object=Sun&Display=Facts&System=Metric>. – Назва з екрану.

30. Rauf J. The Sun. – Olli Winter, 2021 [Електронний ресурс]. https://www.uc.edu/content/dam/refresh/cont-ed-62/olli/olli_docs/the-sun.pdf. – Назва з екрану.

31. The Structure of the Sun. CESAR's Booklet [Електронний ресурс]. – Режим доступу: https://cesar.esa.int/upload/201807/the_suns_structure_booklet.pdf. – Назва з екрану.

32. Климишин І.А. Астрономія : підручник / І.А. Климишин. – Львів: Світ, 1994. – 376 с.

33. Rau A.R. The Negative Ion of Hydrogen / A.R. Rau // J. Astrophys. Astron. – 1996. – V. 17, No 3. – P. 113-145.

34. Bahng J. Lifetime of Solar Granules / J. Bahng, M. Schwarzschild // Astrophys. J. – 1961. – V. 134. – P. 312-322.

35. The transition region and coronal explorer / B. Handy, L. Acton, C. Kankelborg [et al.] // Sol. Phys. – 1999. – V. 187. – P. 229-260.

36. Solar Orbiter Mission [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <https://www.eoportal.org/satellite-missions/solar-orbiter-mission#mission-status>. – Назва з екрану.

37. Пішкало М.І. Сонячна корона під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р. / М.І. Пішкало, О.Р. Баранський // Кинематика и физика небесных тел. – 2009. – Т. 25, № 6. – С. 474-481.
38. The Solar Corona [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <https://www.pas.rochester.edu/~blackman/ast104/corona.html>. – Назва з екрану.
39. What is Sun's Corona? [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <https://spaceplace.nasa.gov/sun-corona/en/>. – Назва з екрану.
40. Ulmschneider P. Heating of Chromospheres and Coronae in Space Solar Physics / P. Ulmschneider // Proceeding, Orsay, France; ed. by J.C. Vial, K. Bocchialini, P. Boumier. – Springer, 1997. – P. 77-106.
41. Malara F. Observations and Models of Coronal Heating in Recent Insights into the Physics of the Sun and Heliosphere: Highlights from SOHO and Other Space Missions / F. Malara, M. Velli // Proceedings of IAU Symposium 203; ed. by P. Brekke, B. Fleck, J.B. Gurman. Astronomical Society of the Pacific, 2001. – P. 456-466.
42. Carroll B.W. An Introduction to Modern Astrophysics / B.W. Carroll, D.A. Ostlie. – Harlow: Pearson Education Limited, 2014. – 1469 p.
43. Yearly mean and monthly smoothed sunspot number. Solar Influences. Data Analysis Center. Royal Observatory of Belgium [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <https://www.sidc.be/SILSO/yearlyssnplot>. – Назва з екрану.
44. Foukal P.V. Solar Astrophysics / P.V. Foukal. – New York: John Wiley and Sons, 1990. – 466 p.
45. SOHO (Solar and Heliospheric Observatory). Quick facts. [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <https://www.eoportal.org/satellite-missions/soho#launch>. – Назва з екрану.
46. Leighton R.B. A Magneto-kinematic Model of the Solar Cycle / R.B. Leighton // Astrophys. J. – 1969. – V. 156. – P. 1-26.
47. Cliver E.W. The extended cycle of solar activity and the Sun's 22-yr magnetic cycle / E.W. Cliver // Space Sci. Rev. – 2014. – V. 186. – P. 169-189.
48. Revisiting the sunspot number: a 400-year perspective on the solar cycle /

[F. Clette, L. Svalgaard, J.M. Vaquero, E.W. Cliver,] // Space Sci. Rev. – 2014. – 2014. – V. 186. – P. 35-103.

49. Solar cycle indices from the photosphere to the corona: measurements and underlying physics / [I. Ermolli, K. Shibasaki, A. Tlatov, L. van Driel-Gesztelyi] // Space Sci. Rev. – 2014. – V. 186. – P. 105-135.

50. Schwabe H. Sonnen-Beobachtungen im Jahre 1843 / H. Schwabe // Astron. Nachr. – 1884. – V. 21(495). – P. 233–236.

51. Babcock H.D. The Sun's polar magnetic field / H.D. Babcock // Astrophys. J. – 1959. – V. 130. – P. 364–365.

52. Virtanen I.I. North-south asymmetric solar cycle evolution: signatures in the photosphere and consequences in the corona / I.I. Virtanen, K. Mursula, // Astrophys. J. – 2014. – V. 781, No 2. – P. 99-107.

53. Norton A.A. Hemispheric coupling: comparing dynamo simulations and observations / A.A. Norton, P. Charbonneau, D. Passos // Space Sci. Rev. – 2014. – V. 186. – P. 251-284.

54. Balogh A. The heliospheric magnetic field / A. Balogh, G. Erdos // Space Sci. Rev. – 2013. – V. 176. – P. 177–215.

55. Smith E.J. The heliospheric current sheet / E.J. Smith // J. Geophys. Res. – 2001. – V. 106. – P. 15819-15831.

56. Hudson H. Solar sector structure / H. Hudson, L. Svalgaard, I. Hannah // Space Sci. Rev. – 2014. – V 186. – P. 17-34.

57. Balogh A. Introduction to the Solar Activity Cycle: Overview of Causes and Consequences / A. Balogh, H.S. Hudson, R. von Steiger // Space Sci. Rev. – 2014. – V 186. – P. 1-15.

58. Potgieter M.S. Solar modulation of cosmic rays / M.S. Potgieter // Living Rev. Sol. Phys. – 2013. – V. 10. – P. 3-66.

59. Jokipii J.R. Effects of particle drift on cosmic-ray transport. I. General properties, application to solar modulation / J.R. Jokipii, E.H. Levy, W.B. Hubbard // Astrophys. J. – 1977. – V. 213. – P. 861-868.

60. Jokipii J.R. Effects of drift on the transport of cosmic rays. IV. Modulation

by a wavy interplanetary current sheet / J.R. Jokipii, B. Thomas // *Astrophys. J.* – 1981. – V. 243. – P. 1115-1122.

61. Kota J. Effects of drift on the transport of cosmic rays. VI. A three-dimensional model including diffusion / J. Kota, J.R. Jokipii // *Astrophys. J.* – 1983. – V. 265. – P. 573-581.

62. Webber W.R. A comparison of predictions of a wavy neutral sheet drift model with cosmic-ray data over a whole modulation cycle: 1976–1987 / W.R. Webber, M.S. Potgieter, R.A. Burger // *Astrophys. J.* – 1990. – V. 349. – P. 634-640.

63. Thambyahpillai T. World-wide changes in the phase of the cosmic ray solar daily variation / T. Thambyahpillai, H. Elliot // *Nature.* – 1953. – V. 171. – P. 918-920.

64. Forbush S. Variation with a period of two solar cycles in the cosmic-ray diurnal anisotropy and the superposed variations correlated with magnetic activity / S. Forbush // *J. Geophys. Res.* – 1969. – V. 74. – P. 3451-3468.

65. McCracken K.G. Variations in the cosmic radiation, 1890–1986, and the solar and terrestrial implications / K.G. McCracken, J. Beer, F.B. McDonald // *Adv. Space Res.* – 2004. – V. 34. – P. 397-406.

66. Usoskin I.G. A history of solar activity over millennia / I.G. Usoskin // *Living Rev. Sol. Phys.* – 2013. – V. 10. – P. 1-94.

67. Arlt R. Solar activity in the past and the chaotic behaviour of the dynamo / R. Arlt, N. Weiss // *Space Sci. Rev.* – 2014. – V. 186. – P. 525-533.

68. Oscillator models of the solar cycle / I. Lopes, D. Passos, M. Nagy, K. Petrovay // *Space Sci. Rev.* – 2014. – V. 186. – P. 535-559.

69. Solar cycle in the heliosphere and cosmic rays / G.A. Bazilevskaya, E.W. Cliver, G.A. Kovaltsov [et al.] // *Space Sci. Rev.* – 2014. – V. 186. – P. 409-435.

70. Горобець Ю.І. Вступ до фізики фрактальних структур / Ю.І. Горобець, А.М. Кучко. – Тернопіль: Підручники та посібники, 2000. – 144 с.

71. Hurst H.E. Long-Term Storage Capacity of Reservoirs. I / H.E. Hurst // *Transactions of the American Society of Civil Engineers.* – 1951. – V. 116. – P. 770-799.

72. Hurst H.E. Long-Term Storage Capacity of Reservoirs. II / H.E. Hurst //

Transactions of the American Society of Civil Engineers. – 1951. – V. 116. – P. 800-808.

73. Einstein A. Elementary theory by Brownian motion / A. Einstein // Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie. – 1908. – V. 14. – P. 235-239.

74. Hausdorff F. Dimesion und Ausseres Mass / F. Hausdorff // Matematishe Annalen. – 1919. – No 79. – P. 157-179.

75. Dubovikov M.M. Dimension of the minimal cover and fractal analysis of time series / M.M. Dubovikov, N.S. Starchenko, M.S. Dubovikov // Physica. A. – 2004. – V. 339. – P. 591-608.

76. Чабаненко Д.М. Математичні моделі та методи прогнозування часових рядів на основі складних ланцюгів Маркова: дис. ... канд. тех. наук: 01.05.02 / Д.М. Чабаненко. – Черкаси: Черкаський національний університет імені Богдана Хмельницького, 2012. – 183 с.

77. Кіріченко Л.О. Фрактальний аналіз самоподібних і мультифрактальних часових рядів / Л.О. Кіріченко, Т.А. Радівілова. – Харків: ХНУРЕ, 2019. – 106 с.

78. Берзлев О.Ю. Методика передпрогнозного фрактального аналізу часових рядів / О.Ю. Берзлев // Управління розвитком складних систем. – 2013. – Т. 16. – С. 76-81.

79. Malhar K. Fractal Analysis of Time Series and Distribution Properties of Hurst Exponent / Malhar K., Ferry B.B. // J. Math. Sci. & Math. Edu. – 2011. – V. 5, No 1. – P. 8-19.

80. Peters E.E. Chaos and order in the capital markets: A new view of cycles, prices and market volatility / E.E. Peters. – New York: Wiley, 1996. – 288p.

81. Кликушин Ю.М. Метод фрактальної класифікації складних сигналів / Ю.М. Кликушин // Журнал радіоелектроніки. – 2000. – № 4. – [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <http://jre.cplire.ru/jre/apr00/1/text.html>

82. Mandelbrot B.B. Fractional Brownian motions, fractional noises and aplications / B.B. Mandelbro, J.W. Van Ness // SIAM Rev. – 1968. – V 10, No 4. – P.

422-437.

83. Lean J.L. Reconstruction of solar irradiance since 1610: Implications for climate change / J.L. Lean, J. Bier, R. Bradley // *Geophys. Res. Lett.* – 1995. – V. 22. – P. 3195-3198.

84. Svensmark H. Variation of cosmic ray flux and global cloud coverage – A missing link in solar-climate relationships / H. Svensmark, E. Friis-Christensen // *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1997. – V. 59. – P. 1225-1232.

85. Webber W.R. Characteristics of the 22-year modulation of cosmic rays as seen by neutron monitors / W.R. Webber, J. A. Lockwood // *J. Geophys. Res.* – 1988. – V. 93. – P. 8735-8740.

86. Gleissberg W. The eighty-year sunspot cycle / W. Gleissberg // *J. Brit. Astron. Assoc.* – 1958. – V. 68. – P. 148-152.

87. Schove D.J. The sunspot cycle, 649 B.C. to A.D. 2000. / D.J. Schove // *J. Geophys. Res.* – 1955. – V. 60. – P. 127-146.

88. Чистяков В.Ф. Сонячні цикли в далекому минулому / В.Ф. Чистяков // *Сонячні дані.* – 1990. – № 2. – С. 79-84.

89. Solar Cycle Prediction [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <http://solarscience.msfc.nasa.gov/predict.shtml>. – Назва з екрану.

90. Waldmeier M. Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung / M. Waldmeier. – Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portif K.-G., 1955. – 400 p.

91. The Solar Activity Cycle: Physical Causes and Consequences / A. Balogh, H. Hudson, K. Petrovay, R. Steiger. – New York: Springer, 2015. – 608 p.

92. Войчишин К.С. Аналіз закономірностей мікро-макроструктури сонячної циклічності / К.С. Войчишин // *Космічна наука і технологія.* – 1998. – Т. 4, № 4. – С. 132-137.

93. Abdel-Rahman H.I. Statistical method to predict the sunspots number / H.I. Abdel-Rahman, B.A. Marzouk // *NRIAG J. Astron. Geophys.* – 2018. – V. 7, No 2. – P. 175-179.

94. Sunspot Number. Solar Influences Data Analysis Center [Електронний

ресурс]. – Режим доступу: <http://sidc.be/silso/datafiles>. – Назва з екрану.

95. Zhukov L.V. A Correlation Spectral Analysis of the Periodicities in Solar Activity/ Zhukov, L. V. & Muzalevskii, Y. S. // Soviet Astronomy. – 1969. – V. 13, No 3. – P. 473-479.

96. Гайдишев І.П. Моделювання стохастичних і детермінованих систем: Інструкція користувача програми AtteStat / І.П. Гайдишев. – 2015. – 484 с. – [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <http://odtdocs.ru/literatura/28899/index.html>. – Назва з екрану.

97. Zyelyk Ya.A. Spectral methods for analyzing the rotation of solar structures / Ya.A. Zyelyk, N.N. Stepanian, O.A. Andryeyeva // Bulletin of the Crimean Astrophysical Observatory. – 2007. – V. 103, No 1. – P. 39-47.

98. Грицюк П.М. Комплексний аналіз динаміки сонячної активності / П.М. Грицюк // Штучний інтелект. – 2008. – № 1. – С. 85-91.

99. Зіненко А.В. R/S аналіз на фондовому ринку / А.В. Зіненко // Бізнес-інформатика. – № 3(21). – 2012. – С. 24-30.

100. Найман Е. Розрахунок показника Херста з метою виявлення трендовості (персистентності) фінансових ринків і макроекономічних показників / Е. Найман. – [Електронний ресурс]. – Режим доступу: <https://docplayer.ru/28548313-Raschet-pokazatelya-hersta-s-celyu-vyyavleniya-trendovosti-persistentnosti-finansovyh-rynkov-i-makroekonomicheskikh-pokazateley.html>

Дослідження сонячної активності методами стохастичного аналізу.

Методичний посібник для організації дослідницької навчальної діяльності з фізики для здобувачів вищої освіти з спеціальностей: Е5 Фізика та астрономія; А4.08 Середня освіта (Фізика та астрономія); А4.15 Середня освіта (Природничі науки) / Автори-укладачі: В. Сідлецький, І. Красногорська.

Автори-укладачі:

Валентин Олександрович Сідлецький

Ірина Миколаївна Красногорська

Відповідальний редактор: к.п.н., доц. Мислінчук В.О.

Технічний редактор: І.М. Красногорська

Комп'ютерна верстка: І.М. Красногорська

Підписано до друку 29.10.2025 р.

Формат 60×84 1/16. Папір друкарський

Умов. друк. арк. 8,2.

Тираж 30 примірників.

Редакційно-видавничий відділ

Рівненського державного гуманітарного університету,

33028, м. Рівне, вул. С. Бандери, 12