

doi: <https://doi.org/10.15407/kfnt2024.05.003>

УДК 521.937

М. М. Заливадний, Л. Я. Халявіна

Полтавська гравіметрична обсерваторія Інституту геофізики ім. Субботіна Національної академії наук України
вул. М'ясоєдова 27/29, Полтава, Україна, 36014
E-mails: zalnm@i.ua, Lhal@i.ua

Дослідження динаміки змін параметрів чандлерівського коливання полюса на інтервалі 1975.0–2011.0

Виконано структурний аналіз часового ряду змін координат полюса (версія C01 IERS) на інтервалі 1975.0—2011.0 рр. на основі нелінійного методу найменших квадратів. Для даного інтервалу було отримано середні оцінки параметрів головних складових руху полюса: чандлерової, річної та піврічної хвиль. Значення періодів T та амплітуд A головних складових дорівнюють: чандлерової — $T = 433.49 \pm 0.22$ діб, $A = 160 \pm 3$ мсд (мілісекунд дуги); річної — $T = 365.19 \pm 0.37$ діб, $A = 93 \pm \pm 5$ мсд; піврічної — $T = 183.03 \pm 0.34$ діб, $A = 4 \pm 2$ мсд. У часовому ряді змін координат полюса виділено складову чандлерівського коливання і досліджено динаміку змін параметрів коливання (амплітуди, періоду, фази, добротності). Зміни параметрів чандлерівського коливання показують їхню взаємозалежність. Так, коефіцієнт кореляції між варіаціями фази і періоду становить $+0.94$. Аналогічний зв'язок спостерігається між варіаціями фази і амплітуди (коефіцієнт кореляції $+0.88$). Показано, що варіації фази випереджають зміни амплітуди і періоду. Така поведінка параметрів чандлерівського коливання означає, що зміни періоду і амплітуди слід розглядати як наслідок змін фази. Установлено, що збільшення амплітуди чандлерівського коливання сильно корелює зі зменшенням декременту згасання (коефіцієнт кореляції -0.98). Отримані в даній роботі результати узгоджуються зі статистичними закономірностями, сформульованими Мельхіором: а) період чандлерівського коливання не є постійним у часі; б) зміни періоду і амплітуди пропорційні. Таким чином, на дослід-

жуваному інтервалі слід віддати перевагу однокомпонентній ускладненій моделі чандлерівського руху полюса зі змінним періодом.

Ключові слова: рух полюса, чандлерівське коливання, добротність, закономірності Мельхіора.

ВСТУП

Рух осі обертання в тілі Землі є досить складним і не повністю вивченим явищем, хоча перші спостереження за можливою зміною астрономічної широти на окремих обсерваторіях були розпочаті ще в 1830 р. [91]. Лише у 1888 році було відкрито, що широта не є сталою величиною, а відбуваються її варіації через вплив процесів атмосферної динаміки на переміщення полюсів [45]. У 1891 р. у змінах широти Чандлер виявив коливання з річним періодом, а також коливання з періодом 1.2 року [9], яке було названо чандлерівським коливанням. Пізніше було показано, що коливання полюса з періодом 1.2 року (430 діб) є періодом вільної нутації Ейлера у 305 діб, збільшеним внаслідок відмінності Землі від твердого тіла та впливу океанів на це коливання [66]. Чандлерівське коливання є основним компонентом у русі осі обертання в тілі Землі і має фундаментальне значення для вивчення фізичних властивостей надр Землі. За величиною періоду коливання можна оцінити пружність і внутрішній розподіл мас Землі, а величина фактора згасання амплітуди цього коливання дозволяє визначити її в'язкість.

Через важливість відкритого Чандлером коливання для вивчення фізичних властивостей надр Землі у 1899 р. було створено Міжнародну службу широти (МСШ) для регулярних астрооптичних спостережень за зміною координат полюса. Моніторинг полярного руху продовжується до теперішнього часу уже на основі сучасних методів та засобів, які прийшли на заміну оптичним спостереженням. Це радіоінтерферометрія з наддовгими базами (VLBI), лазерна локація Місяця (LLR) і штучних супутників Землі (SLR), глобальна навігаційна супутникова система (GNSS). Історію вивчення руху земних полюсів і результатів досліджень за цим рухом можна знайти в роботах [19, 30, 36, 51, 55, 59, 91].

Більше ніж століття вивчаються геофізичні причини, що лежать в основі чандлерівського переміщення полюса [3, 46, 59, 60]. Проте питання про вибір моделі для опису цього руху досі залишається відкритим. Розглядаються дві рівноправні моделі: а) модель згасаючого коливання з постійним періодом, яке підтримується нерегулярними випадковими імпульсами [37]; б) модель зі змінним періодом, що спирається на статистичні закони Мельхіора [56, 60]. На модель з постійним періодом вказують результати аналізу часових рядів варіацій координат полюса [29, 40, 44, 65, 67, 68]. Водночас у ряді робіт розглядається складніша модель зі змінним періодом [7, 16, 35, 49, 50, 63, 72,

73, 81, 83]. При розгляді моделі з постійним періодом відкритим залишається питання про фізичну природу джерел збудження і механізми розсіювання енергії при згасанні амплітуди коливання. Для однокомпонентної моделі зі змінним періодом, величина якого залежить від фізичних властивостей надр Землі, залишається відкритим питання, чи можуть ці властивості значно змінюватися на тому короткому інтервалі часу, впродовж якого ведуться спостереження за переміщенням полюсів. Вибір адекватної моделі дає більш глибоке розуміння внутрішньої будови Землі та механізмів, які лежать в основі руху осі обертання в тілі Землі.

Мета даного дослідження — для відрізка часового ряду варіацій координат полюса на інтервалі 1975.0–2011.0 рр. виділити чандлерівське коливання, отримати оцінки параметрів і дослідити динаміку їхніх змін у часі. Для цього було використано такі статистичні методи аналізу: нелінійний метод найменших квадратів (МНК), спектральний і крос-кореляційний аналіз.

СТАТИСТИЧНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ЧАСОВИХ РЯДІВ ВАРІАЦІЙ КООРДИНАТ ПОЛЮСА

Сучасні методи моніторингу параметрів обертання Землі дозволяють отримувати координати полюса з високою точністю, що дає можливість вивчати тонку структуру цього процесу. З іншого боку, такі часові ряди не належать до детермінованих процесів, тобто їхню поведінку з часом точно передбачити неможливо. Тому дослідження таких рядів потребує різноманітних статистичних методів для оцінювання параметрів складових ряду і відстеження динаміки їхніх змін з часом. При використанні різних статистичних методів для аналізу одного і того часового ряду можна отримувати оцінки параметрів складових, що помітно різняться одна від одної. До найбільш поширених методів аналізу амплітудно-частотних характеристик часових рядів, що описують рух полюса, належать фур'є-розклад і динамічний спектральний аналіз [43, 57, 70, 83]. Для зменшення впливу високочастотних випадкових похибок на спектральний розклад широкого використання набув метод фур'є-перетворення вибіркової автокореляційної функції часового ряду зі спектральним вікном Тьюкі [92]. Серед сучасних методів аналізу часових рядів координат полюса, які дають можливість досліджувати в рядах періодичності зі змінними у часі параметрами, використовуються вейвлет-аналіз [21, 25, 49, 52, 72, 73] і сингулярний спектральний аналіз [39, 57, 58, 74, 97]. Використовуються також метод авторегресії [93] та метод полосової фільтрації Пантелєєва [95]. Як спектральний, так і вейвлет-аналіз належать до непараметричних статистичних методів, і їхні можливості для побудови повної моделі вільної нутації досить обмежені. Для оцінювання параметрів періодичностей у часових рядах координат полюса застосову-

ють МНК [36, 44, 72, 86, 87], регуляризований МНК [2], метод максимальної правдоподібності [26, 38, 68, 84], а також метод максимальної ентропії [16, 27, 76, 78]. Застосування різних методів статистичного аналізу дає можливість більш точного розуміння процесів, що лежать в основі переміщення осі обертання в тілі Землі.

РЕЗУЛЬТАТИ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛІЗУ

Ряд координат полюса за даними IERS (International Earth Rotation and Reference Systems Service) CO1 на часовому інтервалі 1975.0—2011.0 рр. представимо як ряд варіацій широти $c_{01}[n]$ на довготі Полтави:

$$c_{01}[n] = X_p[n] \cos \lambda_p + Y_p[n] \sin \lambda_p, \quad (1)$$

де $X_p[n]$ і $Y_p[n]$ — координати полюса, λ_p — довгота Полтави.

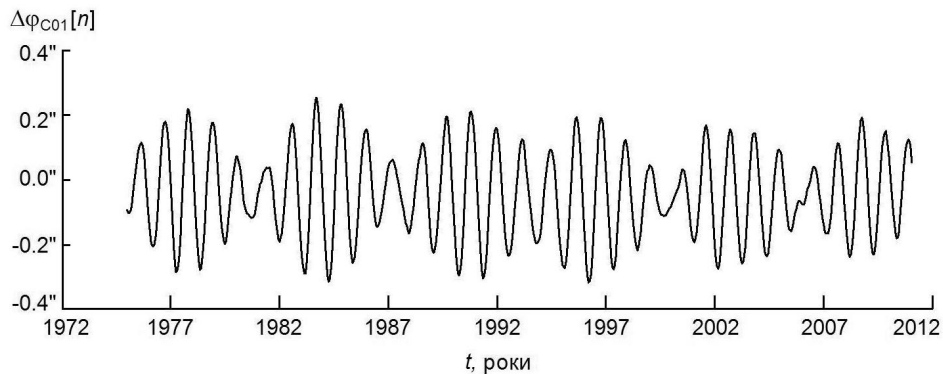


Рис. 1. Ряд варіацій широти Полтави $c_{01}[n]$

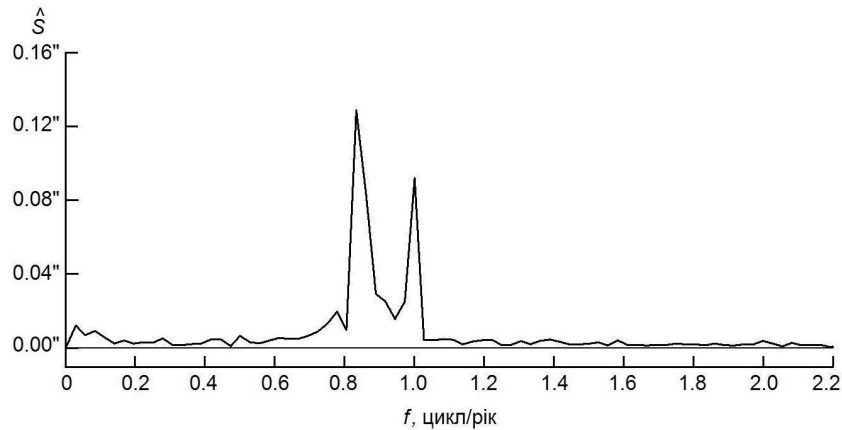
Вибір вказаного інтервалу зумовлений тим, що в цей час для визначення координат полюса були вже задіяні, крім оптичних визначень, і нові методи спостережень, що забезпечувало вищу точність координат полюса. Крім того, для вибраного інтервалу виконується необхідна при фур'є-розкладі умова кратності періодів чандлерівського коливання і річної хвилі. Ряд варіацій широти (рис. 1) представлено як послідовність рівновіддалених широт з дискретністю 0.05 року

$$c_{01}[n] = c_{01}[1], c_{01}[2], \dots, c_{01}[N], \quad 1 \leq n \leq N:$$

$$c_{01}[n] = \sum_{i=1}^m S_i[n] f_i[n] + \epsilon[n], \quad (2)$$

де $S_i[n]$ — періодичні складові ряду, що є функціями часу, $f_i[n]$ — неперіодична складова, $\epsilon[n]$ — послідовність випадкових незалежних величин з нормальним розподілом.

На рис. 2 представлено амплітудний спектр ряду варіацій широти рис. 1. При розгляді амплітудного спектру видно, що основна частина

Рис. 2. Амплітудний спектр варіацій широти $c_{01}[n]$

спектральної щільності відбирається двома спектральними піками. Для першого піка спектральна щільність зосереджена в діапазоні частот чандлерівського коливання 0.82...0.86 цикл/рік. Другий спектральний пік лежить в діапазоні частот річної хвилі 0.98...1.02 цикл/рік. Сумарна спектральна щільність на цих діапазонах частот становить 92.47 % (66.26 % спектральної щільності лежить в діапазоні частот чандлерівського коливання, і 26.21 % припадає на річну складову). Сумарна спектральна щільність на цих діапазонах частот збігається з оцінкою 93 % [57, 60].

ВИДІЛЕННЯ ЧАНДЛЕРІВСЬКОГО КОМПОНЕНТА НА ІНТЕРВАЛІ 1975.0—2011.0

Значення середніх оцінок періодів T і амплітуд A (мсд, мілісекунди дуги) основних періодичних складових $S_i[n]$ ряду $c_{01}[n]$ знайдено нелінійним МНК і приведено у табл. 1. Тут термін «період» означає миттєвий період, який визначається як інтервал часу між сусідніми проходженнями кривої коливання через нуль. При фур'є-розкладі часового ряду по кратних гармоніках частоти завжди будуть фіксованими для даного часового ряду і залежатимуть від довжини ряду. Оцінки періодів, визначені цими методами, не будуть ідентичними [60].

Оцінки періоду чандлерівського коливання $T = 433.49 \pm 0.22$ діб узгоджуються з даними визначень 433.7 ± 1.8 [23], 434.0 ± 0.5 [26], 433.08 ± 1.57 [49], 433.1 ± 1.7 діб [79]. Теоретичні розрахунки періоду

Таблиця 1. Середні оцінки параметрів основних складових ряду $c_{01}[n]$

T	A , мсд	T	A , мсд
433.49 ± 0.22^d	160 ± 3	183.03 ± 0.34^d	4 ± 2
365.19 ± 0.37^d	93 ± 5	12.10 ± 0.25^y	8 ± 1

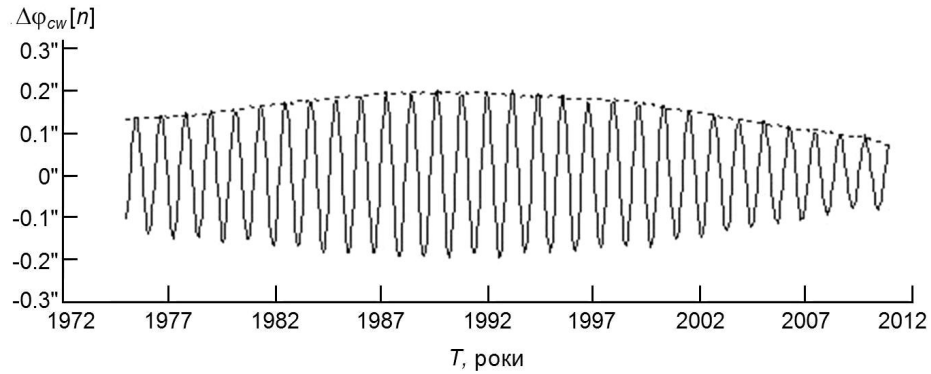


Рис. 3. Варіації широти $\Delta\varphi_{cw}[n]$ після видалення періодичних складових із ряду $c_{01}[n]$ поза смугою частот 0.82...0.86 цикл/рік (суцільна лінія). Пунктирна лінія — обвідна амплітуди

чандлерівського коливання дають значення 433.03 [12], 433.24 [34], 433.0 діб [94]. У варіаціях широти наявні річна хвиля з амплітудою 93 мсд і піврічна складова з амплітудою 4 мсд. Також є складова полярних коливань з періодом, близьким до 11-річного циклу сонячної активності. Зазначимо, що для інтервалу 1962—2012 рр. параметри «сонячної» хвилі полярного походження мало відрізняються від наведених у табл. 1: період $T = 12.37 \pm 0.30$ років; амплітуда $A = 7 \pm 1$ мсд [42].

На рис. 3 представлено залишок $c_{cw}[n]$ після видалення із ряду $c_{01}[n]$ періодичних складових $S_i[n]$ поза діапазоном частот 0.82...0.86 цикл/рік і складової $f[n]$.

Для часового ряду варіації широти $c_{cw}[n]$, представленої на рис. 3, обчислені оцінки нормованої інтегральної спектральної функції розподілу:

$$\hat{I}(f_k) = \frac{1}{tn_{m-1}} \hat{S}(f_m), \quad 0 \leq \hat{I}(f_k) \leq 1, \quad (3)$$

де f_k — частота цикл/рік, $t = 0.05$ року, $\hat{S}(f_m)$ — оцінки спектральної щільності на частотах f_m . На рис. 4 приведено графік функції $\hat{I}(f_k)$. Видно, що значення спектральної функції до частоти 0.82 цикл/рік не виходять за 95 %-й довірчий інтервал для білого шуму. На частоті 0.86 цикл/рік значення спектральної функції уже мало відрізняється від одиниці.

Із поведінки спектральної функції $\hat{I}(f_k)$ можна зробити висновок: після видалення із вихідного широтного ряду (рис. 1) періодичностей поза діапазоном частот 0.82...0.86 цикл/рік залишилася одна складова чандлерівського коливання $c_{cw}[n]$. Зміна інтегральної функції $\hat{I}(f_k)$ в діапазоні частот 0.82...0.86 цикл/рік має плавний перехід зі збільшенням частоти і не виявляє помітних стрибків. Аналогічна картина

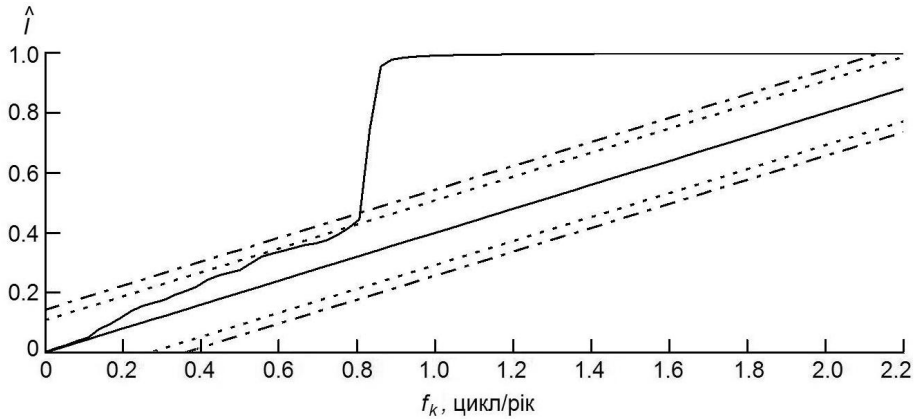


Рис. 4. Інтегральна спектральна функція $\hat{I}(f_k)$; 75 %-й (пунктирна лінія) і 95 %-й (штрих-пунктирна лінія) довірчий інтервал для білого шуму

спостерігається і на графіку амплітудного спектру рис. 2, де наявний один спектральний пік у смузі частот чандлерівського коливання.

Результати періодограмного аналізу (рис. 2), а також поведінка спектральної функції $\hat{I}(f_k)$ (рис. 4) вказують, що виділена складова чандлерівського коливання відповідає однокомпонентній моделі вільної нутації [16, 32, 44, 49, 56, 68, 92]. У спектрах часових рядів варіацій координат полюса на частоті чандлерівського коливання досить часто проявляються декілька спектральних піків [2, 11, 24, 33, 57, 89]. На основі таких результатів досліджень було запропоновано модель вільної нутації як сукупність декількох періодичних коливань з близькими періодами, а теоретичне обґрунтування такої моделі приведено в роботі [15]. Вперше припущення про можливість двокомпонентної моделі вільної нутації з періодами 428.5 і 436 середніх сонячних діб було приведено в роботі Чандлера [10]. Модель з періодами 427 і 439 діб також розглядалась у роботі [7]. Але роздвоєння спектру на частоті чандлерівської складової може бути фіктивним. Так, в роботі [22] показано, що до роздвоєння періоду вільної нутації при однокомпонентній моделі може призводити наявність у ряді значної зміни фази (так звані «стрибки фази») чандлерівського коливання. Причиною такої різкої зміни фази можуть бути геомагнітні збурення [26]. На вибраному нами для аналізу інтервалі підтверджується однокомпонентність чандлерівської складової.

ДОСЛІДЖЕННЯ ДИНАМІКИ ЗМІН ПАРАМЕТРІВ ЧАНДЛЕРІВСЬКОГО КОЛИВАННЯ

Чандлерівську складову варіацій широти $c_w[n]$ (рис. 3) будемо розглядати у вигляді дискретно-часової функції:

$$c_w[n] = h[n]z[n]. \quad (4)$$

Тут $h[n]$ і $z[n]$ — комплексні величини:

$$h[n] = A[n] \exp(iF[n]),$$

$$z[n] = \exp((\omega[n] - i\gamma[n])T[n]),$$

де $A[n]$ — амплітуда коливання, $\gamma[n]$ — коефіцієнт згасання, $F[n]$ — фаза, $\omega[n]$ — частота. Модель (4) розглядає чандлерівське коливання $\omega_{cw}[n]$ не простим гармонійним коливанням, а нелінійним коливанням з параметрами $\{A[n], F[n], \omega[n], \gamma[n]\}$.

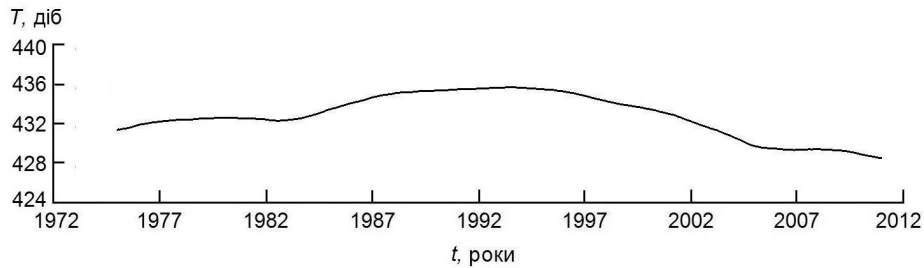
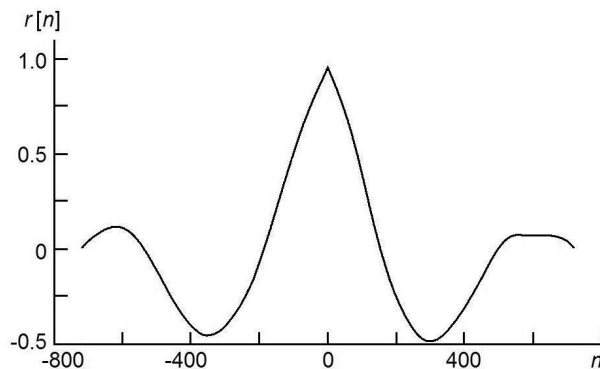
Оцінювання вказаних параметрів виконано за допомогою нелінійного МНК. Використання нелінійного МНК для традиційного розв'язання систем нормальних рівнянь при дослідженні динаміки змін параметрів є доволі трудомістким процесом, оскільки вимагає розробки складного алгоритму і великого об'єму обчислень. Так, для дослідження динаміки змін параметрів чандлерівського коливання на інтервалі 1975.0—2011.0 рр. з дискретністю ряду 0.05 року, а також з урахуванням ітераційного процесу потрібно виконати приблизно 5000 громіздких і затратних по часу обчислювальних циклів. Тому при розв'язуванні систем нормальних рівнянь для оцінювання параметрів чандлерівського коливання ми застосували нелінійний МНК [31] з використанням рекурентної форми знаходження оберненої розширеної матриці (лема про обернення розширеної матриці) [41, 53]. Така схема мінімізує об'єм обчислень у порівнянні з традиційним МНК-оцінюванням і дозволяє шляхом послідовного введення (виключення) елементів ряду $\omega_{cw}[n]$ досліджувати динаміку змін параметрів чандлерівського коливання в часі. З іншого боку, нелінійний МНК дає можливість оцінювати всі параметри із виразу (4) одночасно без фіксації $T[n]$, що необхідно при застосуванні лінійного МНК.

Достовірність оцінок параметрів чандлерівського переміщення полюса, отриманих вказаним методом, демонструє поведінка обвідної $B[n]$ (рис. 3) амплітуди коливання $A[n]$. Середня квадратична похибка відхилення обвідної $B[n]$ від амплітуди коливання $A[n]$ не перевищує 3 мсд. Це свідчить про те, що і оцінки параметрів $\{F[n], \omega[n], \gamma[n]\}$ чандлерівського коливання $\omega_{cw}[n]$ знайдено з достатньою точністю. Розглянемо динаміку отриманих параметрів вільної нутації.

Амплітуда. На рис. 3 можна бачити, що амплітуда чандлерівського коливання збільшувалась з 1975 року від початкового значення 120 мсд до максимуму 200 мсд у 1990 р. Надалі амплітуда почала зменшуватися: у 2011 р. її значення становить лише 69 мсд. Хоча часові ряди варіацій координат полюса не належать до детермінованих процесів, зменшення амплітуди коливання на цей час було добре спрогнозовано в роботі [63].

Період. На рис. 5 представлено графік варіацій оцінок миттєвого періоду $T[n]$ чандлерівського коливання на інтервалі часу 1975.0—2011.0 рр.

Із рис. 5 видно, що період $T[n]$ не є постійним у часі. Максимальне значення періоду спостерігалось на інтервалі 1992—1996 рр., після

Рис. 5. Графік варіацій оцінок періоду $T[n]$ чандлерівського коливанняРис. 6. Графік крос-кореляційної функції $r[n]$ рядів варіацій періоду $T[n]$ і амплітуди $A[n]$ чандлерівського коливання

чого відбувалося його зменшення. Варіації оцінок періоду на цьому інтервалі не перевищують 1.7 % від середнього значення. При розгляді однокомпонентної моделі варіації періоду можуть виникати внаслідок змінюваності коефіцієнтів C_{22} і S_{22} розкладу гравітаційного поля Землі. Однак, як показано в роботі [77], зміна моментів інерції Землі не може призводити до значних варіацій періоду чандлерівського коливання. Оскільки період вільної нутації залежить від фізичних властивостей надр Землі, то постає непроста задача виявлення процесів, які викликають зміни періоду. Порівняння графіків варіацій періоду $T[n]$ (рис. 5) і варіацій амплітуди $A[n]$ (рис. 3) вказує на те, що їхні зміни мають явну схожість. Знайдемо крос-кореляційну функцію $r[n]$ двовимірного часового ряду варіацій періоду і амплітуди $\{T[n], A[n]\}$. На рис. 6 зображено графік функції $r[n]$.

Як видно із рис. 6, коефіцієнт крос-кореляції $r[n]$ має максимальне значення $r[n] = +0.95$, і зміни періоду і амплітуди відбуваються синхронно. Отриманий нами коефіцієнт кореляції змін періоду і амплітуди близький по значенню з відповідним коефіцієнтом кореляції $r[n] = +0.88$, отриманим Ніколіні [60]. Варіації періоду і амплітуди вільної нутації на інтервалі 1975.0—2011.0 рр. і їхній взаємозв'язок збігаються зі статистичними закономірностями Мельхіора [56, 60]: а) період чандлерівського коливання не залишається сталим в часі; б) період і амплітуда чандлерівського коливання пропорційні. Взаємозв'язок

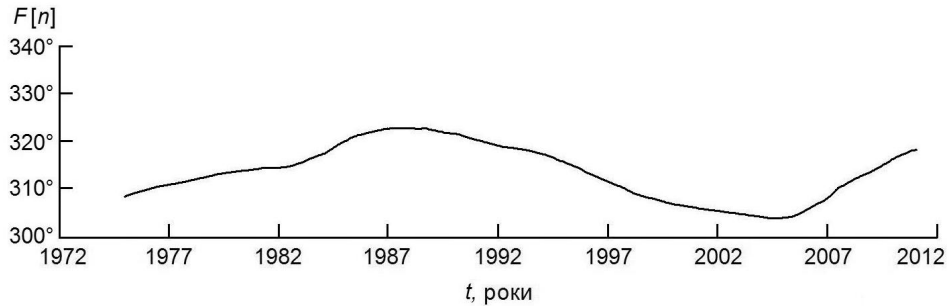


Рис. 7. Варіації оцінок фази $F[n]$ чандлерівського коливання

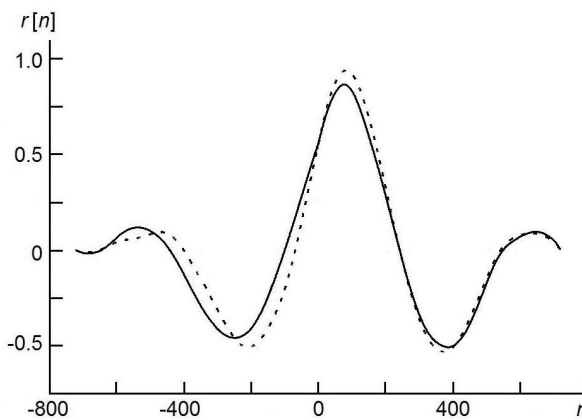


Рис. 8. Крос-кореляційна функція між зміною фази і зміною амплітуди (суцільна лінія); крос-кореляційна функція між зміною фази і зміною періоду (пунктирна лінія)

зміни амплітуди і періоду чандлерівського коливання відмічено також в роботах [2, 25, 35, 56].

Фаза. На рис. 7 представлено графік варіацій фази $F[n]$ чандлерівського коливання. Видно, що на заданому інтервалі відбуваються зміни фази. З 1975 р. до 1987 р. фаза збільшувалася в середньому на 1.2 град/рік, після чого відбувалося її зменшення на 0.82 град/рік аж до 2005 р. В подальшому знову відмічається збільшення фази в середньому на 2.8 град/рік. Збільшення фази в цей період було відмічено також в роботах [2, 57]. Деякі особливості переміщення полюса на інтервалі 2005—2006 рр. описано в роботі [47].

Знайдемо взаємозв'язок змін фази і амплітуди, а також змін фази і періоду чандлерівського коливання. На рис. 8 представлено крос-кореляційні функції варіацій фази і амплітуди, а також варіацій фази і періоду. Видно, що коефіцієнт кореляції змін фази і змін амплітуди становить $r[n] = +0.87$, а змін фази і змін періоду — $r[n] = +0.94$. Кореляційну залежність між варіаціями амплітуди і фази також відмічено в роботі [80]. В обох випадках зміни фази випереджають відповідні зміни амплітуди і періоду. Тому зміни періоду і амплітуди слід розглядати як наслідок зміни фази.

Добротність. Визначення величини згасання амплітуди має велике значення для вивчення в'язкості внутрішньої речовини Землі. Незважаючи на значну кількість публікацій, в яких приводиться значення добротності Q чандлерівського коливання, досі не отримано однозначної відповіді про реальне значення цієї величини. Відмічено, що оцінки фактора згасання амплітуди залежать як від інтервалу досліджуваного ряду, так і від методу оцінювання.

За результатами статистичного аналізу часових рядів координат полюса оцінки Q можуть лежати у межах 10...1000 [90]. Значення $20 < Q < 50$ отримано в роботах [16, 23, 48, 60, 82], $50 < Q < 100$ — в роботах [1, 17, 38, 44, 63, 68, 71], $100 < Q < 200$ — в роботах [14, 61, 79] і $Q > 500$ — у роботі [27]. При відсутності збудження теоретичні розрахунки для чандлерівського коливання дають значення $Q = 85.43$ [34] і $Q = 88.4$ [54]. Відмітимо, що оцінки добротності за результатами аналізу часових рядів змін координат полюса мають меншу величину, ніж за даними земних припливів і сейсмічних спостережень. Причини розбіжностей оцінок фактора згасання на різних частотах розглянуто в роботах [60, 75].

Прийнято визначати величину добротності Q за шириною спектрального піка на частоті чандлерівського коливання f_0 (цикл/рік) із співвідношення

$$Q = f_0 / \delta f, \quad (5)$$

де δf характеризує ефективну ширину спектрального піка. Достовірну оцінку значення добротності для чандлерівського коливання за шириною спектрального піка зі співвідношення (5) можна отримати у випадку відсутності процесу збудження імпульсами невідповідного походження на процес згасання амплітуди. Якщо на процес згасання амплітуди накладається додатково процес такого збудження, то розділити їх є досить складним завданням. У цьому випадку для оцінювання фактора згасання потрібно знати механізм збудження чандлерівського руху полюса і кількісні оцінки функції збудження. Крім того, на ширину спектрального піка також впливають варіації параметрів чандлерівського коливання, які можуть відбуватися на інтервалі дослідження часового ряду. В даній роботі оцінка добротності $Q[n]$ визначалася

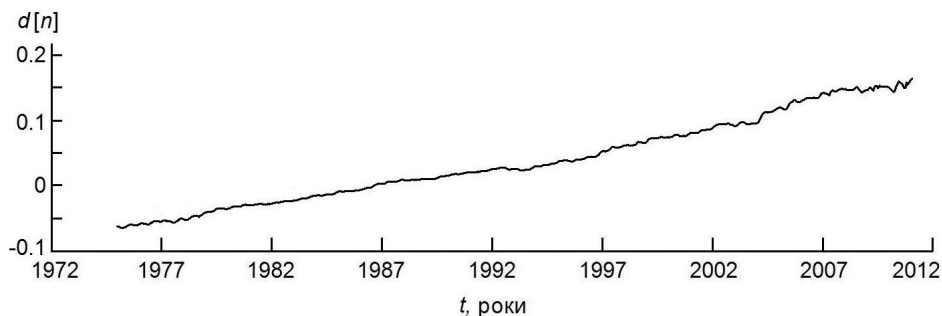


Рис. 9. Графік зміни оцінок величини $d[n]$ амплітуди чандлерівського коливання

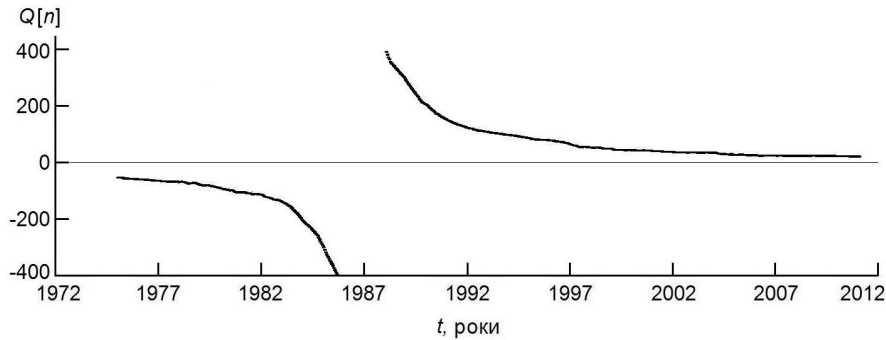


Рис. 10. Значення отриманих оцінок значення $Q[n]$

знаходженням декременту згасання $d[n]$ амплітуди $A[n]$ параметричним методом на основі моделі (4). На рис. 9 показано графік зміни оцінок декременту згасання $d[n]$.

Відповідні зміни оцінок параметра $Q[n]$, отримані на основі оцінок декременту згасання $d[n]$, наведено на рис. 10. До 1986.8 р. маємо значення коефіцієнта $d[n] = 0$ і відповідні значення $Q[n] = 0$, через те що відбувається постійне збільшення амплітуди. Тобто, процес збудження переважає процес згасання. У цьому випадку коефіцієнт $d[n]$ виступає мірою процесу збудження і не характеризує згасання.

У 1986.8 р., коли значення $|d[n]| = 0$, процеси збудження і згасання вирівнюються, і коливання на цей момент при значенні добротності $Q[n] = 10^3$ слід розглядати як вільне. Після 1986.8 р. маємо значення $d[n] > 0$ і $Q[n] > 0$. Це означає, що з вказаного моменту механізми згасання переважають над механізмами збудження чандлерівського коливання. Відбувається постійне збільшення декременту згасання на величину 0.005 за рік і відповідне зменшення добротності чандлерівського коливання. Так, на початку 2011.0 р. оцінка добротності становить $Q[n] = 20$, а час релаксації амплітуди дорівнює 7 років. Тому з 2015 р. очікуване значення амплітуди коливання становить менше 30 мсд.

На рис. 11 приведено крос-кореляційну функцію $r[n]$ двовимірного часового ряду $\{A[n], d[n]\}$ змін амплітуди $A[n]$ і декременту згасання $d[n]$ на інтервалі 1986.8—2011.0 рр. при $\tau > 0$ та крос-кореляційну функцію $r[n]$ змін амплітуди $A[n]$ і модуля $|d[n]|$ на інтервалі 1975.0—1986.8 рр. при $\tau = 0$. Видно, що при процесах збудження і згасання між змінами амплітуди і величини $d[n]$ є кореляційна залежність. При часовому зсуві $n = 0$ коефіцієнти кореляції оцінок амплітуди і величини $d[n]$ для процесів збудження і згасання набувають значення $r[n] = -0.98$. Спостерігається закономірність: велика амплітуда чандлерівського коливання корелює з малим декрементом згасання.

Постійне збільшення декременту згасання (рис. 9) впродовж останніх 40 років у рамках однокомпонентної згасаючої моделі може

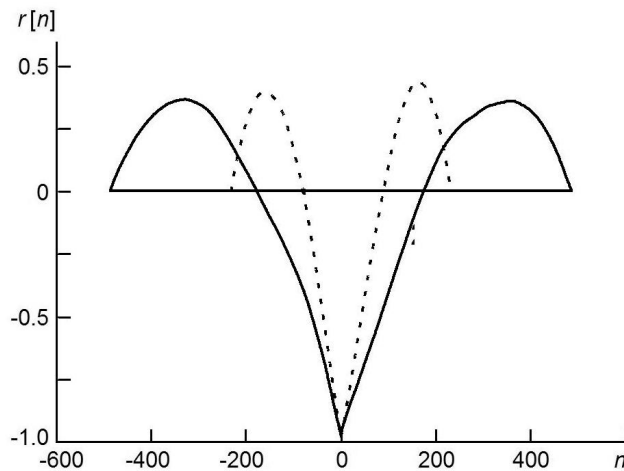


Рис. 11. Крос-кореляційна функція $r[n]$ двовимірного часового ряду $\{A[n], d[n]\}$ на інтервалі 1986.8—2011.0 рр. (суцільна лінія); крос-кореляційна функція $r[n]$ двовимірного часового ряду $\{A[n], |d[n]|\}$ на інтервалі 1975.0—1986.8 рр. (пунктирна лінія)

свідчити про зменшення впливу процесів збудження на фактор згасання амплітуди. Також причиною змін декременту згасання може бути постійне збільшення за цей час енергії розсіювання чандлерівського коливання в тілі Землі.

Основним джерелом збудження чандлерівського коливання розглядаються впливи атмосферних і океанічних процесів [5, 6, 20, 28, 29, 62, 73, 90, 96]. Також причиною збуджень можуть бути впливи гідрологічних процесів [4, 14, 64, 85], землетрусів [69, 76], кліматичних змін [8, 97], вітрів [18, 29], геомагнітних сплесків [1, 26, 71]. Геофізична інтерпретація можливого одночасного зменшення впливу на процес чандлерового коливання усіх джерел збудження чи їхньої взаємної компенсації — доволі складна задача. Як показано в роботі [4], з початком 1980-х років вплив атмосферних процесів на збудження чандлерівського коливання є стабільним. Відмічене аномальне зменшення амплітуди з початку 2010-х років не знаходить пояснення при наявності названих джерел збудження [88]. При умові сталого характеру джерел збуджень амплітуди, збільшення декременту згасання на цьому інтервалі часу може свідчити про збільшення ступеня дисипації енергії чандлерівського коливання в тілі Землі.

ВИСНОВКИ

1. Результати аналізу варіацій параметрів чандлерівського коливання на інтервалі 1975.0—2011.0 рр. дозволяють віддати перевагу однокомпонентній нелінійній ускладненій моделі чандлерівського коливання зі змінним періодом.

2. Дослідження параметрів чандлерівського коливання на інтервалі 1975.0—2011.0 рр. показали, що оцінки значення амплітуди, періоду, фази, декремента згасання змінюються з часом, і між ними спостерігається взаємозв'язок.

3. Поведінка параметрів чандлерівського коливання, що вивчалась на вибраному інтервалі часу, відповідає статистичним закономірностям, сформульованим Мельхіором, і свідчить про переваги моделі вільної нутації зі змінним періодом.

REFERENCES

1. An Y., Ding H. (2022). Revisiting the period and quality factor of the Chandler wobble and its possible geomagnetic jerk excitation. *Geodesy and Geodynamics*. 13(5). 427—434. DOI: 10.1016/j.geog.2022.02.002.
2. Beutler G., Villiger A., Dach R., Verdun A., Jäggi A. (2020). Long polar motion series: Facts and insights. *Adv. Space Res.* 66. 2487—2515. DOI:1016/j.asr.2020.08.033.
3. Bizouard C. (2020). *Geophysical Modelling of the Polar Motion*. Berlin, Boston: De Gruyter Studies in Mathematical Physics. 31. 366 p. DOI:10.1515/9783110298093.
4. Bizouard C., Remus F., Lambert S. B., Seoane L., Gambis D. (2011). The Earth's variable Chandler wobble. *Astron. and Astrophys.* 526. A106. DOI:10.1051/0004-6361/201015894.
5. Bizouard C., Seoane L. (2010). Atmospheric and oceanic forcing of the rapid polar motion. *J. Geod.* 84. 19—30. DOI: 10.1007/s00190-009-0341-2.
6. Brzezińska A., Nastula J. (2002). Oceanic excitation of the Chandler wobble. *Adv. Space Res.* 30(2). 195—200. DOI: 10.1016/S0273-1177(02)00284-3.
7. Carter W. E. (1982). Refinements of the polar motion frequency modulation hypothesis. *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 87(B8). 7025—1628. DOI:10.1029/JB087iB08p07025.
8. Celaya M. A., Wahr J. M., Bryan F. O. (1999). Climate-driver polar motion. *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 104(B6). 12,813—12,829. DOI:10.1029/1999JB900016.
9. Chandler S. C. (1891). On the variation of latitude. *Astron J.* 11. 249. 65—70. DOI:10.1086/101607.
10. Chandler S. C. (1901). On the new component of the polar motion. *Astron. J.* 21. 490. 79—80.
11. Chao B. F. (1983). Autoregressive harmonic analysis of the Earth's polar motion using homogeneous ILS data. *J. Geophys. Res.* 88(B12). 10,299—10,307. DOI:10.1029/JB088iB12p10299.
12. Chen W., Shen W. (2010). New estimates of the inertia tensor and rotation of the triaxial nonrigid Earth. *J. Geophys. Res.* 115. B12419. DOI: 10.1029/2009JB007094.
13. Chen W., Shen W., Han J., Li J. (2009). Free wobble of the triaxial Earth: theory and comparisons with International Earth Rotation Service (IERS) data. *Surv. Geophys.* 30. 39—49. DOI: 10.1007/s10712-009-9057-3.
14. Chen J. L., Wilson C. R. (2005). Hidrological excitations of polar motion, 1993-2002. *Geophys. J. Int.* 160(3). 833—839. DOI: 10.1111/j.1365-246X.2005.02522.x.

15. Colombo G., Shapiro I. (1968). Theoretical model for the Chandler wobble. *Nature*. 217. 156—157. DOI: 10.1038/217156a0.
16. Currie R. G. (1974). Period and Qw of the Chandler wobble. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* 38. 179—185.
17. De-chun L., Yong-hong Z., (2004). Chandler period and Q derived by wavelet transform. *Chinese J. Astron. and Astrophys.* 4(3). 247—257.
18. De-chun L., Yong-hong Z., Xin-hao L. (2007). Comparison of wind contributions to Chandler wobble excitation. *Chinese J. Astron. and Astrophys.* 31(1). 57—65. DOI: 10.1016/j.chinastron.
19. Dick S. J. (2000). Polar Motion: A historical overview on the occasion of the centennial of the international latitude service. *Polar Motion: Historical and Scientific Problems*. International Astronomical Union Colloquium 178. 1—24. DOI: 10.1017/S0252921100061170.
20. Dickman S. R. (1988). Theoretical investigation of the oceanic inverted barometer response. *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 93(B12). 14941—14946. DOI:10.1029/JB093iB12p14941.
21. Fabert O., Schmidt M. (2003). Wavelet filtering with high time-frequency resolution and effective numerical implementation applied on polar motion. *Artificial Sat. J. Planet. Geodes.* 38(1). 3—13.
22. Fedorov E. P., Yatskiv Ya. S. (1965). The cause of the apparent “bifurcation” of the free nutation period. *Sov. Astron.* 8. 608—611.
23. Furuya M., Chao B. F. (1996) Estimation of period and Q of the Chandler wobble. *Geophys. J. Int.* 127(3). 693—702. DOI:10.1111/j.1365-246X.1996.tb04047.x.
24. Gaposchkin E. M. (1972). Analysis of pole position from 1846 to 1970. *Symp. Int. Astron. Union* . 48. 19—32.
25. Gibert D., Holschneider M., Le Mouël J.-L. (1998). Wavelet analysis of the Chandler wobble. *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 103(B11). 27069—27090.
26. Gibert D., Le Mouël J.-L. (2008). Inversion of polar motion data: Chandler wobble, phase jumps, and geomagnetic jerks. *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 113(B10). B10405. DOI: 10.1029/2008JB005700.
27. Graber M. A. (1976). Polar motion spectra based upon Doppler, IPMS and BIH data. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* 46. 75—85.
28. Gross R. S. (2000). The excitation of the Chandler wobble. *Geophys. Res. Lett.* 27(15). 2329—2332. DOI: 10.1029/2000GL011450.
29. Gross R. S., Fukumori I., Menemenlis D. (2003). Atmospheric and oceanic excitation of the Earth’s wobbles during 1980-2000. *J. Geophys. Res.* 108(B8). 2370—2386. DOI: 10.1029/2002JB002143.
30. Gross R. S., Vondrák J. (1999). Astrometric and space-geodetic observations of polar wander. *Geophys. Res. Lett.* 26(14). 2085—2088.
31. Gubanov V. S. (1997). *Generalized Least-Squares Method. Theory and Applications to Astrometry*. St.-Petersburg: Science. 318 p.
32. Guinot B. (1972). The Chandlerian wobble from 1900 to 1970. *Astron. Astrophys.* 19. 207—214.
33. Guo J., Greiner-Mai H., Ballani L., Jochmann H., Shum C.K. (2005). On the double-peak spectrum of the Chandler wobble. *J. Geodesy*. 78. 654—659. DOI: 10.1007/s00190-004-0431-0.

34. Guo Z., Shen W. B. (2020). Formulation of a triaxial three-layered Earth rotation: Theory and rotational normal mode solutions. *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 125. e2019JB018571. DOI: 10.1029/2019JB018571.
35. Höpfner J. (2003). Chandler and annual wobbles based on space-geodetic measurements. *J. Geodyn.* 36(3). 369—381. DOI:10.1016/S0264-3707(03)00056-5.
36. Höpfner J. (2004). Low-frequency variations, Chandler and annual wobbles of polar motion as observed over one century. *Surv. Geophys.* 25(1). 1—54. DOI: 10.1023/B:GEOP.0000015345.88410.36.
37. Jeffreys H. (1940). The variation of latitude. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 100. 139—154. DOI: 10.1093/mnras/100.3.139.
38. Jeffreys H. (1968). The variation of latitude. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 141. 255—268. DOI: 10.1093/mnras/141.2.255.
39. Jin X., Liu X., Guo J., Shen Y. (2021). Analysis and prediction of polar motion using MSSA method. *Earth, Planets and Space*. 73:147. DOI:10.1186/s40623-021-01477-2.
40. Jochmann H. (2003). Period variations of the Chandler wobble. *J. Geodesy*. 77. 454—458. DOI: 10.1007/s00190-003-0347-0.
41. Kay S. M., Marple S. L. Jr. (1981). Spectrum analysis — a modern perspective. *Proceedings of the IEEE*. 69(11). 1380—1419.
42. Khalyavina L. Ya., Zalivadny N. M. (2018). Some results of the study long-term series of astrophot observations in Poltava. *Izv. GAO in Pulkovo*. 225. 123—128.
43. Kosek W. (1995). Time variable band pass filter spectra of real and complex-valued polar motion series. *Artif. Satell. Planet. Geod.* 30(1). 283—299.
44. Kuehne J. W., Wilson C. R., Johnson S. (1996). Estimates of the Chandler wobble frequency and Q. *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 101(B6). 13,353—13,579.
45. Küstner F. (1888). Neue Methode zur Bestimmung der Aberrations-Constante nebst Untersuchungen über die Veränderlichkeit der Polhöhe. *Beobachtungs-Ergebnisse der Königlich-Preussischen Sternwarte zu Berlin*. 3. 1—59.
46. Lambeck K. (1980). *The Earth's Variable Rotation: Geophysical Causes and Consequences*. Cambridge U.K.: Cambridge University Press. 449 p. DOI:10.1017/CBO9780511569579.
47. Lambert S. B., Bizouard C., Dehant V. (2006). Rapid variations in polar motion during the 2005-2006 winter season. *Geophys. Res. Lett.* 33(13). L13303. DOI:10.1029/2006GL026422.
48. Lenhardt H., Groten E. (1985). Chandler wobble parameters from BIH and ILS data. *Manuscr. Geod.* 10(4). 296—305.
49. Liu L., Hsu H., Grafarend E. W. (2007). Normal Morlet wavelet transform and its application to the Earth's polar motion. *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 112(8). B08401. DOI: 10.1029/2006JB004895.
50. Luo J., Chen W., Ray J., Li J. (2022). Short-term polar motion forecast based on the Holt-Winters algorithm and angular momenta of global surficial geophysical fluids. *Surv. Geophys.* 43. 1929—1945. DOI: 10.1007/s10712-022-09730-0.
51. Malkin Z., Gross R., McCarthy D., Brzeziński A., Capitaine N., Dehant V., Huang C., Schuh H., Vondrák J., Yatskiv Ya. (2019). On the eve of the 100th anniversary of IAU Commission 19/A2 “*Rotation of the Earth*”. *Proc. IAU Symp.* 349. 324—331. DOI: 10.1017/S1743921319000462.

52. Malkin Z., Miller N.O. (2010). Chandler wobble: two more large phase jumps revealed. *Earth, Planets and Space*. 62(12). 943—947. DOI:10.5047/eps.2010.11.002.
53. Marple S. L. Jr. (1987). *Digital Spectral Analysis with Applications*. New Jersey: Prentice-Hall. Inc. Englewood Cliffs. 492 p.
54. Mathews P. M., Herring T. A., Buffett B. A. (2002). Modeling of nutation and precession: new nutation series for nonrigid Earth and insights into the Earth's interior. *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 107(B4). ETG3-1-ETG3-26. DOI: 10.1020/2001JB00390.
55. McCarthy D. D., Luzum B. J. (1996) Path of the mean rotational pole from 1899 to 1994. *Geophys. J. Int.* 125(2). 623—629. DOI:10.1111/j.1365-246X.1996.tb00024.x.
56. Melchior P. J. (1957). Latitude variation. *Physics and Chemistry of the Earth*. Vol. 2. 212—216. IN13—IN14. 217—243. DOI:10.1016/0079-1946(57)90010-1.
57. Miller N. O. (2011). Chandler wobble in variations of the Pulkovo latitude for 170 Years. *Solar System Research*. 45(4). 342—353. DOI:10.1134/S0038094611040058.
58. Modiri S., Belda S., Heinkelmann R., Hoseini M., Ferrándiz J. M., Schuh H. (2018). Polar motion prediction using the combination of SSA and Copula-based analysis. *Earth, Planets and Space*. 70(1). 1—18. DOI: 10.1186/s40623-018-0888-3.
59. Moritz H., Mueller I. I. (1988). *Earth Rotation: Theory and Observation*. New York: The Ungar Publishing Company. 617 p.
60. Munk W. H., MacDonald G. J. F. (1960). *The Rotation of the Earth: A Geophysical Discussion*. Cambridge U. K.: Cambridge Univ. Press. 323 p.
61. Nastula J., Gross R. (2015). Chandler wobble parameters from SLR and GRACE. *J. Geophys. Res.: Solid Earth*. 120(6). 4474—4483. DOI:10.1002/2014JB011825.
62. Nastula J., Gross R., Salstein D. A. (2012). Oceanic excitation of polar motion: Identification of specific oceanic areas important for polar motion excitation. *J. Geodyn*. 62. 16—23. DOI:10.1016/j.jog.2012.01.002.
63. Nastula J., Korsun A., Kolaczek B., Kosek W., Hozakowski W. (1993). Variations of the Chandler and annual wobbles of polar motion in 1846-1988 and their prediction. *Manuscripta geodetica*. 18(3). 131—136.
64. Nastula J., Wińska M., Śliwińska J., Salstein D. (2019). Hydrological signals in polar motion excitation – evidence after fifteen years of the GRACE mission. *J. Geodyn*. 124. 119—132. DOI:10.1016/j.jog.2019.01.014.
65. Nesterov V. V., Rykhlova L. V. (1970). On the Chandler motion of the pole. *Sov. Astron.* 14. 340—343.
66. Newcomb S. (1892). On the dynamics of the Earth's motions with respect to the periodic variations of latitude. *Mon. Notic. Roy. Astr. Soc.* 52. 336—341. DOI: 10.1093/mnras/52.5.336.
67. Okubo S. (1982). Is the Chandler period variable? *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* 71(3). 629—646. DOI:1111/j.1365-246X.1982tb02789.x.
68. Ooe M. (1978). An optimal complex AR.MA model of the Chandler wobble. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* 53. 445—457. DOI:10.1111/j.1365-246X.1978.tb03752.x.
69. Pines D., Shaham J. (1973). Seismic activity, polar tides and the Chandler wobble. *Nature*. 245. 77—81. DOI:1038/245077a0.
70. Popiński W., Kozek W. (1995). The Fourier transform band pass filter and its application for polar motion analysis. *Artif. Satell. Planetary. Geodesy*. 30(1). 9—25.

71. Ron C., Vondrák J., Dill R., Chapanov Y. (2019). Combination of geo-magnetic jerks with updated ESMGFZ effective angular momentum functions for the modelling of polar motion excitation. *Acta Geodyn. Geomater.* 16(196). 359—363.
DOI: 10.13168/AGG.2019.0030.
72. Schuh H., Nagel S., Seitz T. (2001). Linear drift and periodic variations observed in long time series of polar motion. *J. Geodesy.* 74 (10). 701—710.
DOI: 10.1007/s001900000133.
73. Seitz F., Schmidt M. (2005). Atmospheric and oceanic contributions to Chandler wobble excitation determined by wavelet filtering. *J. Geophys. Res.* 110. B11406.
DOI:10.1029/2005JB003826.
74. Shen Y., Guo J., Liu X., Kong Q., Guo L., Li W. (2018). Long-term prediction of polar motion using a combined SSA and ARMA model. *J. Geodesy.* 92 (3). 333—343.
DOI:10.1007/s00190-017-1065-3.
75. Smith M. L., Dahlen F. A. (1981). The period and Q of the Chandler wobble. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* 64 (1). 223—281. DOI:10.1111/j.1365-246X.1981.tb02667.x.
76. Smylie D. E., Henderson G. A., Zuberi M. (2015). Modern observations of the effect earthquakes on the Chandler wobble. *J. Geodyn.* 83. 85—91.
DOI: 10.1016/j.jog.2014.09.012.
77. Sugawa Ch. (1969). On the triaxiality of the Earth deduced from Chandler ellipse. *Proc. Int. Latitude Obs. Mizusawa.* 9. 191—211.
78. Vicente R. O., Currie R. G. (1976). Maximum entropy spectrum of long-period polar motion. *Geophys. J. Int.* 46 (1). 67—73. DOI: 10.1111/j.1365-246X.1976.tb01632.x.
79. Vicente R. O., Wilson C. R. (1997). On the variability of the Chandler frequency. *J. Geophys. Res.: Solid Earth.* 102(B9). 20,439—20,445. DOI:10.1029/97JB01275.
80. Vondrák J. (1985). Long-period behaviour of polar motion between 1900.0 and 1984.0 *Annales Geophysicae.* 3 (3). 351—356.
81. Vondrák J. (1999). Earth rotation parameters 1899.7—1992.0 after reanalysis within the Hipparcos frame. *Surv. Geophys.* 20(2). 169—195.
DOI: 10.1023/A:1006637700216.
82. Vondrák J., Ron C., Chapanov Ya. (2017). New determination of period and quality factor of Chandler wobble, considering geophysical excitations. *Adv. Space Res.* 59(5). 1395—1407. DOI: 10.1016/j.asr.2016.12.001.
83. Wang G., Liu L., Su X., Liang X., Yan H., Tu Y., Li Z., Li W. (2016). Variable Chandler and annual wobbles in Earth's polar motion during 1900–2015. *Surv. Geophys.* 37(6). 1075—1093. DOI: 10.1007/s10712-016-9384-0.
84. Wilson C. R., Vicente R. O. (1990). Maximum likelihood estimates of polar motion parameters. Eds. D. D. McCarthy, W. E. Carter. *Variations in Earth Rotation.* Geophysical Monograph Series. vol. 59. Washington.: D.C. AGU. 151—155.
85. Winska M., Nastula J., Salstein D. (2017). Hydrological excitation of polar motion by different variables from the GLDAS models. *J. Geodesy.* 91. 1461—1473.
DOI: 10.1007/s00190-017-1036-8.
86. Wu F., Deng K., Chang G., Wang Q. (2018). The application of a combination of least-squares and autoregressive methods in predictions of polar motion parameters. *Acta Geod. Gophys.* 53. 247—257. DOI: 10.1007/s40328-018-0214-3.
87. Xu X., Zhou Y. (2015). EOP prediction using least square fitting and autoregressive filter over optimized data intervals. *Adv. Space Res.* 56(10). 2248—2253.
DOI: 10.1016/j.asr.2015.08.007.

88. Yamaguchi R., Furuya M. (2024). Can we explain the post-2015 absence of the Chandler wobble? *Earth, Planets and Space*. 76(1). 1—10.
DOI: 10.1186/s40623-023-01944-y.
89. Yashkov V. Y. (1965). Spectrum of the motion of the Earth's poles. *Sov. Astron.* 8. 605—607.
90. Yatskiv Ya. S. (1997). On the excitation of the Chandler wobble. *Kinematics and Phys. Celestial Bodies*. 13(5). 42—47.
91. Yatskiv Ya. S. (2000). Chandler motion observations. Eds S. Dick, D. McCarthy, B. Luzum. *Polar Motion: Historical and Scientific Problems*. ASP Conf. Ser. 208. 383—396. DOI: 10.1017/S0252921100061522.
92. Yatskiv Ya. S., Korsun A. A., Rykhlova L. V. (1973). Spectrum of the coordinates of the Earth's pole during the period 1846-1971. *Sov. Astron.* 16. 1041—1045.
93. Zalivadny N. M. (1997). On possibility of presentation the results of latitude observations in a high-frequency region with the scheme autoregression. *Kinematics and Phys. Celestial Bodies*. 13 (5). 48—57.
94. Zhang W., Shen W. (2020). New estimation of triaxial three-layered Earth's inertia tensor and solutions of Earth rotation normal modes. *Geodesy and Geodynamics*. 11(5). 307—315. DOI: 10.1016/j.geog.2020.03.005.
95. Zotov L. V., Bizouard C. H. (2012). On modulations of the Chandler wobble excitation. *J. Geodyn.* 62. 30—34. DOI: 10.1016/j.jog.2012.03.010.
96. Zotov L. V., Bizouard C. H. (2015). Regional atmospheric influence on the Chandler wobble. *Adv. Space Res.* 55(5). 1300—1306. DOI:10.1016/j.asr.2014.12.013.
97. Zotov L. V., Bizouard C. H., Shum C. K. (2016). A possible interrelation between Earth rotation and climatic variability at decadal time-scale. *Geodesy and Geodynamics*. 7(3). 216—222. DOI: 10.1016/j.geog.2016.05.005.

N. M. Zalivadny, L. Ya. Khalyavina

Poltava Gravimetric Observatory of the Subbotin Institute of Geophysics of the National Academy of Science of Ukraine, Poltava, Ukraine

STUDY OF THE DYNAMICS OF CHANGES
IN THE PARAMETERS OF THE CHANDLER POLE OSCILLATION
IN THE INTERVAL 1975.0—2011.0

A structural analysis of the time series of pole coordinate changes (version C01 IERS) was carried out for the period 1975.0—2011.0 based on the nonlinear least squares method. Average estimates of the parameters of the main components of the pole movement — Chandler, annual, and semiannual waves — were obtained for this interval. The obtained values of periods T and amplitudes A of the main components are as follows: Chandler — $T = 433.49 \pm 0.22$ days, $A = 160 \pm 3$ mas; annual — $T = 365.19 \pm 0.37$ days, $A = 93 \pm 5$ mas; semiannual — $T = 183.03 \pm 0.34$ days, $A = 4 \pm 2$ mas. In the time series changes in pole coordinates were examined, focusing on the manifestation of the Chandler wobble. This study delved into the dynamic alterations of oscillation parameters (including amplitude, period, phase, quality factor). Changes in the parameters of the Chandler oscillation show their interdependence. The correlation coefficient between phase and period variations is +0.94, and a similar relationship is observed between phase and amplitude variations with a correlation coefficient of +0.88. It is shown that the phase change precedes the amplitude and period changes. This behavior of the parameters of the Chandler oscillation suggests that changes in the period and amplitude should be considered as a consequence of changes

in the phase. It was observed that an increase in the Chandler wobbles amplitude correlates with a decrease in the attenuation decrement, showing a correlation coefficient of -0.98 . These findings align with the statistical regularities articulated by Melchior, indicating: a) non-constancy of the Chandler wobble period over time; and b) proportional changes between period and amplitude. Thus, for the studied interval, preference should be given to the one-component complicated model of the Chandler pole movement with a variable period.

Key words: polar motion, Chandler wobble, Melchior's laws, quality factor.

Стаття надійшла до редакції 05.05.2024

Після доопрацювання 16.06.2024

Прийнята до друку 19.06.2024