

УДК 551.510.42+551.511

Русов*^o В.Д., завідуючий кафедрою.

Глушков **А.В., завідуючий кафедрою.

Вашенко* *В.М.**, ст. науковий співробітник.

Михалусь *О.Т., аспірант.

Хохлов **Н.В., доцент.

**Кафедра теоретичної і експериментальної ядерної фізики, Одеський національний політехнічний університет.*

***Кафедра вищої і обчислювальної математики, Одеський державний екологічний університет.*

****Кафедра астрономії і фізики космосу, Київський національний університет ім. Тараса Шевченка.*

Енергобалансова модель глобального клімату і її зв'язок із теорією ритму льодовикових періодів Міланковича.

Частина 2. Принцип Тома і довгоперіодичні коливання температури в енергобалансовій моделі клімату

Використовуючи принцип максимального зволікання Тома, промодельовано поведінку довгоперіодичних коливань середньої температури для багатовиду катастрофи зборки.

Показано, що запропонована енергобалансова модель глобального клімату дозволяє не тільки описувати довгоперіодичні коливання температури в минулому, а й дає можливість розв'язання оберненої задачі, зв'язаної із відновленням часової еволюції чисельних значень керувальних параметрів, величини яких визначається процесами турбулентної передачі тепла, стимульованої взаємодією космічних

Rusov *V.D. Head of the Department.

Glushkov A.V.** Head of the Department.

Vaschenko *V.N.** Principle researcher.

Mykhalus' *O.I. Graduate student.

Khokhlov* N.V.** The Lecturer.

**The Theoretical and experimental Nuclear Physics Department, Odessa National Polytechnic University.*

*** Higher and Calculations Mathematics Department, Odessa State Ecological University.*

****Astronomical and Space Physics Department, T.Shevchenko Kyiv University.*

Energybalance model of a global climate and its connection with Milankovich's theory of boulder-period rhythms.

Part 2. Tom's principle and of long-periodic oscillations of temperature in energy-balance model of a climate

Using Thom's principle of maximum delay, the behavior of long-periodic oscillations of average temperature for variety of fold catastrophe is simulated.

It is shown that the offered energy-balance model of Earth global climate makes it possible not only to describe the long-periodic oscillations of temperature in the past, but also has a possibility for solution of an inverse problem concerned with restoration of temporal evolution of numerical values of control parameters, which is defined by processes of turbulent heat transfer, stipulated by interaction of space particles with and atmosphere and global variations of an albedo and an advection caused by solar radiation changes.

часток із атмосферою і глобальними
варіаціями альbedo, визваними зміною
сонячної радіації.

Ключові слова: глобальний клімат,
космічні частки, довгоперіодичні
коливання температури, турбулентний
режим передачі тепла, альbedo,
адвекція.

Key words: global climate, long-
periodic oscillations of temperature,
turbulent mode of heat transfer, space
particle, albedo, advection.

* E-mail: daniilko@hotmail.com; siiis@te.net.ua;

Згідно Гилмору [4], фізична система, може бути задана скоріше через ймовірність $P(x)$, визначену над простором змінних її стану, ніж через ізольовану (критичну) точку в просторі змінних її стану. Така система характеризується моментами функції $\langle x^n \rangle$ розподілу $P(x)$. Із цих моментів найбільш важливими для нас є середнє значення (перший початковий момент):

$$\langle x \rangle = \int x P(x) dx \quad (1)$$

і коваріація

$$\langle \Delta x_i \Delta x_j \rangle = \langle x_i x_j \rangle - \langle x_i \rangle \langle x_j \rangle, \quad (2)$$

яка у випадку $i=j$ тотожна класичній дисперсії.

Якщо тепер фізична система, зокрема, наша кліматична система [1], ояка описується потенційною функцією катастрофи зборки, то не залежна від часу імовірнісна функція розподілу зв'язана з нею простим експоненційним шляхом [4]:

$$P(x, c) = N \exp[-F(x, c)/D], \quad (3)$$

де N – нормувальна константа, $c \in \{a, b\}$ – набір керувальних параметрів, D – константа дифузії ("хаотичності").

Неважко помітити, що вираз (3) при фіксованих керувальних параметрах є стаціонарним рішенням рівняння Фоккера-Планка:

$$\frac{\partial}{\partial t} P = \nabla \cdot (P \nabla F) + \nabla^2 (D P). \quad (4)$$

У зв'язку з цим, відмітимо три дуже важливі для подальшого викладення обставини. Перша – наявність в правій частині рівняння

У зв'язку з цим, відмітимо три дуже важливі для подальшого викладення обставини. Перша – наявність в правій частині рівняння Фоккера-Планка (4) двох членів, які відповідальні відповідно за дрейф і дифузію, свідчить про те, що воно є рівнянням з двома абсолютно різними часовими масштабами. Причому швидку шкалу часу T_1 , зв'язану із оберненою релаксацією до локального мінімуму після збурення, передвизначає "дрейфовий" член, а дифузія - повільну шкалу часу T_2 , зв'язану з переходом із метастабільного мінімуму до глобального мінімуму.

По-друге, Гілмор [4], якраз для потенціалу катастрофи зборки отримані оцінки цих різних часових шкал рівняння Фоккера-Планка (4). Для порівняння масштабу часу T_1 (релаксація в локальний мінімум) і T_2 (дифузія із метастабільного мінімуму в глобальний) задаються формулами:

$$T_1 = \frac{1}{\lambda_1}, \quad T_2 = \frac{2\pi}{|\lambda_1 \lambda_2|^{1/2}} \exp(\Delta F/D), \quad (5)$$

де λ_1, λ_2 – кривизна (d^2F/dx^2) функції в локальному мінімумі і локальному максимумі відповідно, а $\Delta F = F(T_M) - F(T_m)$, T_M і T_m – координати метастабільних мінімуму і максимуму потенціалу катастрофи зборки.

По-третє, як показав Гілмор, швидкість, з якою рухаються критичні точки $T_c(t)$ потенціальної функції $F(T, c(t))$ порівнянна із похідною dc/dt , що дозволило йому сформулювати умови використання інтуїтивних узгоджень Тома і Максвелла через похідні по часу від керувальних параметрів. В результаті маємо:

$$\text{Принцип Максвелла: } T_2^{-1} \gg dc/dt. \quad (6)$$

$$\text{Принцип Тома: } T_1^{-1} \gg dc/dt \gg T_2^{-1}. \quad (7)$$

Очевидно, що якщо відсутня дифузія (немає флуктуацій, $D=0$) використаним може бути лише принцип максимального зволікання Тома. Більше того, це означає, що *вибрана критична точка* повинна бути однією з точок, в якій система може знаходитися в початковий момент ($t=0$). При зміні значень керувальних параметрів система буде залишатися в цій точці до тих пір поки ця критична точка не зникне зовсім (рис. 1).

Зрозуміло, що для отримання довгоперіодичних коливань температури в нашій моделі [1], необхідне застосування якраз саме принципу максимального зволікання Тома, тому що він, на відміну від

принципу Максвелла, забезпечує наявність петлі гістерезису на біфуркаційній множині в площині управляючих параметрів (рис. 2).

Для катастрофи зборки, біфуркаційна множина, або, що те ж саме, множина критичних точок, описується рівнянням напівкубічної параболи [8]:

$$(a_c/3)^3 + (b_c/2)^2 = 0. \quad (8)$$

Проявлення петлі гістерезису (рис. 4b) забезпечується можливістю циклічного шляху (рис. 4a) в просторі керувальних параметрів (a, b) , початок $(t=0)$ якого обов'язково береться в точці, яка належить біфуркаційній множині (8).

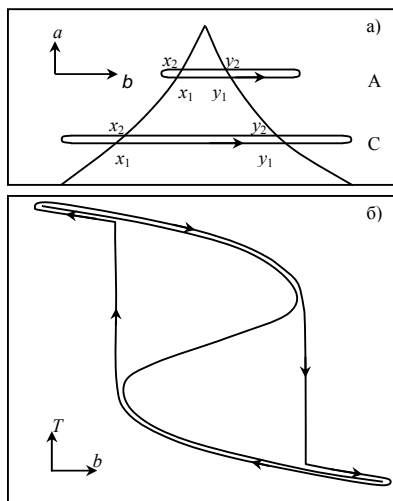


Рис. 2. Приклади циклічних шляхів А і С в просторі керувальних параметрів (а) і петлі гістерезису в просторі (T, b) , що відповідає симетричному шляху С (б).

У цьому сенсі, цікаво промодельовати довгоперіодичну поведінку середнього значення $\langle T \rangle$ і дисперсії температури для багатовиду катастрофи зборки. Розглянемо два варіанти циклічного шляху при постійних від'ємних значеннях параметру (рис. 4a), які розкривають нетривіальні можливості, як самого методу, так і, зокрема, самої катастрофи зборки, як джерела всеможливих комбінацій періодичних коливань під дією управляючих параметрів.

Перший варіант, який відповідає симетричному циклічному шляху С на

рис. 4а, моделювався при слідуючих умовах, що накладаються на керувальні параметри: $a=-1$, $b(t)=-b\cos\omega t$; $T_1^{-1} \gg \omega \gg T_2^{-1}$. Часова еволюція середнього значення $\langle T \rangle$ і дисперсії температури, яка починається в момент $t=0$ в критичній точці I_1 , зображена на рис. 3а.

Другий варіант, який відповідає асиметричному (відносно

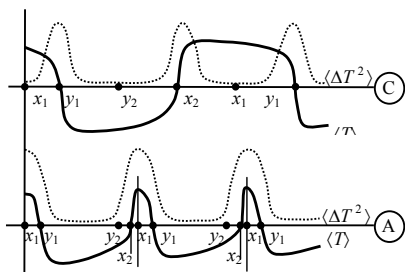


Рис.3. Моделювання довгоперіодичних коливань середнього значення $\langle T \rangle$ і дисперсії $\langle \Delta T^2 \rangle$ температури, яка відповідає симетричному С і асиметричному А шляхам в просторі управляючих параметрів (a, b) на рис. 2а.

координатної осі а) циклічному шляху А на рис. 2 б, моделювався при слідуючих умовах, що накладаються на керувальні параметри: $a=-0,5$, $b(t)=[-b\cos\omega t + \Delta]$, де $\Delta=(b-2|b_c|)/4$, а значення $|b_c|$ визначається виразом (8): $T_1^{-1} \gg \omega \gg T_2^{-1}$.

Еволюція з часом середнього значення $\langle T \rangle$ і дисперсії температури, яка починається в момент $t=0$ в критичній точці I_1 , зображена на рис. 3б.

Сформулюємо слідуюче *правило відношення періодів*: відношення тривалості "теплого" τ_{hot} і "холодного" τ_{cold} періодів рівне відношенню довжин $(x_2 y_1)/(y_1 x_2)$ на шляху $x_1 y_1 y_2 x_2 x_1$ (рис. 3), який проходить система вздовж управляючого параметра b проти годинникової стрілки:

$$\frac{\tau_{hot}}{\tau_{cold}} = \frac{x_2 y_1}{y_1 x_2}, \quad (9)$$

але завжди починаючи з точки x_1 .

Аналіз відомих експериментальних даних, отриманих в районі станції Восток, які стосуються відхилень палеотемператури від її сучасного значення за останні 260 тис. років [3], підтверджують не тільки наявність періоду ~ 120 тис. років, що добре узгоджується із даними більш ранніх робіт [2], а ще наглядно ілюструє той значний факт, що віддаль між періодичними компонентами, які відповідають міжльодовиковим

періодам, в 3-4 рази більше, ніж тривалість власне самого міжльодовикового періоду (рис. 4).

Очевидно, що другий варіант вказує на те, що запропонована енерго-

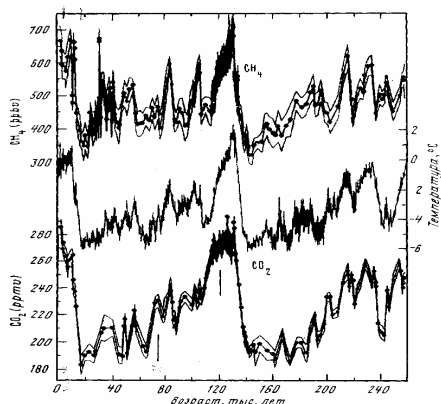


Рис. 4. Зміна температури повітря в районі станції Восток і варіації вмісту парникових газів в атмосфері Землі за останні 260 тисяч років визначеному ізотопним методом [3].

гобалансова модель глобального клімату вміщує в собі принципову можливість описання довгоперіодичних коливань температури в минулому, не кажучи вже про унікальну можливість розв'язання оберненої задачі, зв'язаної із відновленням (з допомогою існуючих експериментальних даних коливань палеотемператури) часової еволюції чисельних значень керувальних параметрів a і b , величина яких визначається такими глобальними процесами як

турбулентний режим передачі тепла, стимульований взаємодією космічних часток із атмосферою, а також глобальні варіації альbedo і адвекції, індуковані змінами сонячної радіації.

В той же час слід відмітити, що, не дивлячись на всі ці прекрасні гіпотетичні можливості запропонованої простої енергобалансової моделі глобального клімату, залишається головне питання про те, що являється причиною, яка організовує якраз саме таку поведінку керувальних параметрів, або, інакше кажучи, який фізичний механізм "керує" керувальними параметрами нашої моделі. В другій частині роботи на основі експериментальних даних і теорії ритмів льодовикових періодів Міланковича [5, 6] буде запропонований такий механізм.

Висновки

Показано, що в рамках енергобалансової моделі [1] для отримання довгоперіодичних коливань палеотемператури необхідно додаткове застосування принципу максимального зволікання Тома, який, на відміну від принципу Максвелла, забезпечує наявність петлі гістерезису на біфуркаційній множині в площині керувальних параметрів.

Отже, один з розв'язків головного питання, яке виникає в рамках запропонованої енергобалансової моделі глобального клімату, стосується того, що вдійсності є причиною, або інакше кажучи, який фізичний механізм "керує" керувальними параметрами нашої моделі. Такий розв'язок повинен враховувати факт впливу на величину параметра a в (16) [1] варіацій сонячних і галактичних космічних променів, які стимулюють турбулентний режим передачі тепла в атмосферу. Якщо до цього додати, що, на нашу думку, другим параметром b в (17) [1] "керують" регулярні і стохастичні зміни ексцентриситету орбіти Землі, які ініціюють варіації сонячної електромагнітної радіації, то стає ясною мета роботи, в якій, на основі експериментальних даних і теорії ритмів льодовикових періодів Міланковича [5,6] робиться спроба обґрунтувати такий механізм.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Русов В.Д., Глушков А.В., Ващенко В.М., Михалусь О.Т., Хохлов Н.В. Енергобалансова модель глобального клімату і її зв'язок із теорією ритму льодовикових періодів Міланковича. Частина 1. Здано до друку.
2. Broecker W.S., van Donk J. Insolation Changes, Ice Volumes and the O¹⁸ Record in Deep Sea Cores // Revs. Geophys. Space Sci. 1970. V.8. P. 169-198.
3. Котляков В.М. Мир снега и льда. М.: Наука, 1994.
4. Гилмор Р. Прикладная теория катастроф. Том.2. М.: Мир, 1984. 285 с.
5. Milankovich M. Mathematische Klimatohre und astronomische. Theorie der Klimaschwankungen, in: Handbuch der Klimatologie (W. Koopen and R. Geiger, Eds). Berlin: Gebr. Borntrager, 1930. V.1, pt.A. P. 1-76.
6. Milankovich M. Die Chronologie des Pleisticians // Bull. Acad. Sci. Math. Nat. Belgrade, 1968. V.4. P.49.
7. North G.R. Analitical solution of the simple climate model with diffusive heat transport // J. Atmos. Sci. 1975. V.32. P.1301-1307.

8. Постон Т. и Стюарт И . Теория катастроф и ее приложения. М.: Мир, 1980. 608 с.
9. Монин А.Г. Прогноз погоды как задача физики. М.: Наука. 1969.
10. Пудовкин М.И., Распопов О.М. Физический механизм воздействия солнечной активности и других геофизических факторов на состояние нижней атмосферы, метеопараметры и климат // УФН. 1993. Т.163. С.113-116.

Надійшла до редакції 06.03.03