

УДК 551.583

PACS number(s): 89.60.+x,92.60.-e,92.60.Ry,92.90.+x

## АСТРОФІЗИЧНА МОДЕЛЬ ГЛОБАЛЬНОГО КЛІМАТУ ЗЕМЛІ

**В. Русов, Т. Зеленцова, О. Михалусь**

*Одеський національний політехнічний університет,  
пр. Шевченка, 1, 65044 Одеса, Україна  
e-mail: siiis@te.net.ua*

Запропоновано енергобалансову модель глобального клімату Землі, зведену до потенціалу катастрофи збірки. Показано потребу врахування в енергобалансових моделях варіацій сонячних і галактичних космічних променів, які індукують турбулентний режим передання тепла в атмосферу. Визначено спектр турбулентних пульсацій в атмосфері. За принципом Тома, змодельовано поведінку довгоперіодичних коливань середньої температури для різноманіття катастрофи збірки. Показано, що запропонована модель клімату дає змогу описувати довгоперіодичні коливання температури в минулому.

*Ключові слова:* галактичні космічні промені, турбулентна передача тепла, енергобалансова модель клімату, катастрофа збірки, керуючі параметри.

Сьогодні експериментально встановлено [1], що космічні промені і, передусім, промені галактичного походження (ГКП), що містять протони з енергіями  $10^{11}$ – $10^{15}$  еВ, надзвичайно ефективно діють на процеси в атмосфері на висотах 10–20 км і зазнають значних змін в десятки відсотків, які збігаються з циклами сонячної активності і з варіаціями збуджень атмосфери, що виникають унаслідок окремих спалахів на Сонці [1]. За свідченнями Пудовкіна і Розпопова [1], оцінка надходження енергії від спектра галактичних космічних променів в магнітосферу і подальші процеси в магнітосфері та іоносфері за порядком величини не лише збігаються з потужністю атмосферних процесів ( $\sim 10^{26}$ – $10^{27}$  ерг/день), але й знімають традиційні “енергобаланси” аргументів протилежної дієвої і стабільної дії зовнішніх чинників на варіації погоди і клімату Землі [2].

Відомо, що спектр ГКП є дивовижно стабільним і в ділянці  $10^{11}$ – $10^{15}$  еВ має степеневий вигляд [3]

$$\frac{dN}{dE} = CE^{-\nu}. \quad (1)$$

Також відомо, що взаємодія космічних часток з газом в гомосфері Землі і глибше, де густина його збільшується, призводить в ділянці „гомосфера–верхня атмосфера” до інтенсивного обміну енергією і речовиною в турбулентному режимі [4].

Визначення спектра турбулентних пульсацій в атмосфері, які спричинені ГКП, і їх врахування в енергобалансовій моделі клімату Землі і є метою статті.

Інтегральний спектр ГКП в ділянці  $10^{11}$ – $10^{15}$  eV має вигляд [3]

$$N \sim E^{-\mu}, \quad \mu = 1/7. \quad (2)$$

Припустимо, що енергія ГКП повністю поглинається в атмосфері, що дає змогу оцінити середню енергію  $E_g$ , що передається атмосферному газу:

$$E_g \sim NE \sim E^{1-\mu}. \quad (3)$$

Досліджено, що кожна космічна частинка індукує в рухомому газовому середовищі народження вихору з розміром  $\lambda$ , що обернено пропорційний до енергії  $E$  частинки, тобто

$$E \sim \lambda^{-1}. \quad (4)$$

Відповідно до [5] введемо замість масштабів  $\lambda$  відповідні просторові “хвильові числа” пульсацій (вихорів) у вигляді  $k \sim 1/\lambda$ . Тоді на основі (3) і (4) інтегральний спектр  $E_g$  вихорів матиме вигляд

$$E_g \sim k^{1-\mu}, \quad (5)$$

що відповідає такій спектральній щільності енергії:

$$E_g(k) \sim k^{-\mu}, \quad (6)$$

де  $E_g(k)dk$  є кінетична енергія газового вихору з просторовим хвильовим числом  $k$ .

Оскільки  $\mu \approx 5/3$ , то стає очевидним, що спектр (6) є не що інше, як відомий спектр Колмогорова-Обухова [6], що описує динаміку високочастотних обурень або, іншими словами, структуру дрібномасштабного турбулізованого середовища у вигляді скелета вихрового кластера з фрактальною розмірністю  $D=5/3$  [7].

Тут потрібно зазначити, що відповідні закони подібності, масштабні співвідношення і спектральна динаміка, зокрема, в рамках теорії інерційного інтервалу, що призводить до енергетичного спектра вихорів Колмогорова-Обухова, традиційно застосовують у разі моделювання атмосферної турбулентності, але тільки для прикордонного шару, тобто для шару повітря, в межах якого безпосередньо проявляється взаємодія атмосфери з підстиляючою поверхнею [6, 8].

Звідси очевидно, що виявлений спектр Колмогорова-Обухова (6), індукований ГКП, відрізняється не тільки причиною, але й основним місцем його виникнення: гомосфера–верхня атмосфера. Авторам не відомі експериментальні дані, що підтверджують реальність існування структури дрібномасштабної турбулентності в цій області атмосфери. З іншого боку, якщо все ж великомасштабна фрактальна структура (у вигляді скелета вихрового кластера) утвориться в цій області, то з'являється можливість відведення по ній частини енергії на “нескінченність”, тобто виведення енергії з ділянки турбулентного руху, наприклад, у верхню атмосферу [7]. Природно виникає питання про те, які в цьому випадку можуть бути наслідки, що експериментально спостерігають?

Така стабільна в часі і суттєва за величиною добавка, наприклад, у вигляді джоулевого тепла у верхню атмосферу, повинна значно змінити “центр тяги” в енергетичному балансі Землі шляхом врахування турбулентного потоку тепла  $G$ , що відбувається унаслідок варіацій галактичних і сонячних космічних променів:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = S[1 - \alpha(T)] - I_a(T) - Q(T) + G(T), \quad (7)$$

де  $\partial U/\partial t$  – характеризує темп генерації тепла в земній кліматичній системі, Вт;  $T$  – температура;  $S$  – потік сонячного випромінювання на верхню межу атмосфери;  $\alpha$  – альbedo системи атмосфера-земля і атмосфера-океан;  $I_a$  – інтенсивність довгохвильового теплового випромінювання атмосфери, що відходить з верхньої межі в космос;  $Q$  – кількість тепла, що залишає цей об'єм кліматичної системи за рахунок адвекції (горизонтального переносу) і переносу прихованого тепла, що міститься у водяній парі, яку захоплює течія повітря.

Подамо функції  $I_a$ ,  $Q$ ,  $G$  і  $\alpha$  у вигляді функцій температури. Перший енергетичний член  $I_a$ , відповідальний за довгохвильове випромінювання Землі із середньою температурою  $T$ , в достатньому для нашої моделі наближенні дорівнює:

$$I_a = \gamma_a \sigma \cdot T^4, \quad (8)$$

де  $\sigma$  – стала Стефана-Больцмана, Вт/м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>;  $\gamma_a$  – коефіцієнт, що враховує площу зовнішньої межі атмосфери, паралельної земній поверхні, м<sup>2</sup>.

Кількість тепла  $Q$ , що залишає цей об'єм земної кліматичної системи (ЗКС) за рахунок переносу явного  $Q_1$  і прихованого тепла  $Q_2$ , чисельно дорівнює енергії конденсації водяної пари. Відомо, що потік тепла на північ і південь від тропічної зони пов'язаний з температурним градієнтом екватор-полнос. Інакше кажучи, чим більший цей градієнт, тим інтенсивнішим повинен бути меридіональний потік тепла у бік полюсів. У рамках нашої моделі було зроблене припущення, що для адвекції меридіональний градієнт пропорційний середній температурі ЗКС. У цьому випадку потік тепла  $Q$  має такий вигляд:

$$Q = Q_1 + Q_2 = \gamma_{adv} \mu_{adv} \cdot T + \gamma_{adv} \mu_{adv} \cdot m_{e.n.} \cdot c \cdot (T_{e.n.} - T), \quad (9)$$

де  $\mu_{adv}$  – коефіцієнт адвекції, Вт/м<sup>2</sup>·К;  $\gamma_{adv}$  – коефіцієнт, що враховує повну площу бічних сторін ЗКС, м<sup>2</sup>;  $m_{e.n.}$  – вагова швидкість конденсації молекул водяної пари, кг/м<sup>2</sup>·с;  $c$  – питома теплоємність, Дж/кг·К.

Залежність ефективної величини альbedo системи земля-атмосфера від температури, яке, по суті, визначає кількість прямої сонячної радіації, що засвоюється в ЗКС, вибирали у вигляді безперервної параметризації Фегра [9]:

$$\alpha(T) = 0,486 - \eta_\alpha \cdot (T - 273), \quad (10)$$

де  $\eta_\alpha = 0,0092 \text{ K}^{-1}$ .

Зрештою, щодо переносу тепла  $G$  в турбулентному режимі. Універсальні закономірності, отримані в рамках теорії інерційного інтервалу, або, іншими словами, закони подібності Колмогорова-Обухова [5, 6], були розвинені Обуховим для опису статистичної структури турбулентних пульсацій температури, коли вони не впливають ще суттєво на структуру потоку [10]. При цьому було показано, що структура температурного поля в турбулентному режимі визначається не лише швидкістю дисипації кінетичної енергії турбулентності на одиницю маси  $\varepsilon$ , але ще і швидкістю дисипації інтенсивності флуктуацій температури  $N_T$ , що дорівнює по порядку величині [9]:

$$N_T \cong (\Delta T)^2 \cdot \Delta u \cdot L^{-1}, \quad (11)$$

де  $\Delta u$  і  $L$  – характерні масштаби швидкості і довжини основних енергонесучих вихорів,  $\Delta T$  – характерний перепад температур в потоці на його зовнішньому масштабі  $L$ . При цьому неважко показати, що інтегральний спектр  $E_g$  вихорів набуде вигляду:

$$E_T = C_{1T} (\Delta T)^2. \quad (12)$$

Аналіз виразу (12) дає змогу без втрати якості записати загальний вигляд залежності потоку тепла в турбулентному режимі від характерного перепаду температур  $\Delta T$  в потоці на його зовнішньому масштабі  $L$ . При допущенні, що  $\Delta T \sim \beta T$ , де  $\beta < 1$ , ця залежність буде мати такий вигляд:

$$G \sim g \cdot (\Delta T)^2 \sim (g\beta) \cdot T^2, \quad (13)$$

де  $g$  – розмірний коефіцієнт, Вт/К<sup>2</sup>.

І нарешті, зібравши всі парціальні внески потоків тепла (8)–(10) і (13) в результуючий енергобалансовий вираз (7), отримаємо:

$$S - \frac{\partial U}{\partial t} = \gamma_a \sigma \cdot T^4 - (g\beta) \cdot T^2 + (\gamma_{адв} \mu_{адв} + \eta_a S - \gamma_{адв} m_{e.n.} c) \cdot T + \\ + \text{вільн. член.} \quad (14)$$

Перепишемо вираз (14) у зручному для подальшого викладу вигляді:

$$\frac{1}{4\gamma_a \sigma} \cdot \left( S - \frac{\partial U}{\partial t} \right) = F(T, a, b) = \frac{1}{4} T^4 + \frac{1}{2} a T^2 + b T + \text{вільн. член}, \quad (15)$$

де

$$a = -\frac{g\beta}{2\gamma_a \sigma}; \quad (16)$$

$$b = \frac{(\gamma \cdot \mu)_{адв} + \eta_a S - \gamma_{адв} m_{e.n.} c}{4\gamma_a \sigma}. \quad (17)$$

Припустімо, що потужність  $F(T, a, b)$  практично не залежить від часу, що, здається, фізично правомірним. Очевидно, що тоді вираз (15) описує сімейство функцій  $F(T, a, b)$ , котрі залежать від двох керівних параметрів  $a$  і  $b$ , в якому легко розпізнати так званий “потенціал” катастрофи збірки [11].

Моделювали рішення, що відповідають асиметричному (відносно координатної осі  $a$ ) циклічному шляху в площині керуючих параметрів  $(a-b)$ , у разі таких умов, що збігаються з керівними параметрами:  $a = -0,5$ ,  $b(t) = [-b \cos \omega t + \Delta]$ , де  $\Delta = (b - 2|b_c|)/4$ , а значення  $|b_c|$  визначається рівнянням півкубічної параболи, що описує біфуркаційну множину катастрофи збірки. Часова еволюція середнього значення  $\langle T \rangle$  і дисперсії  $var(T)$  температури, яка починається в момент  $t=0$  у відповідній критичній точці на біфуркаційній множині, показано на рис. 1 і видно хорошу якість фітірування експериментальних даних.

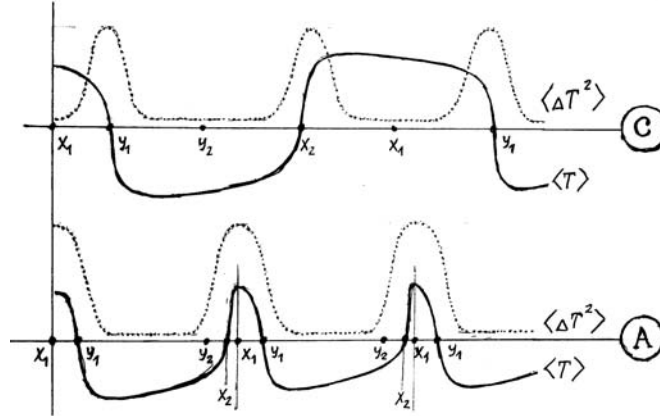


Рис. 1. Моделювання довгоперіодичних коливань середнього значення  $\langle T \rangle$  і дисперсії  $\langle \Delta T^2 \rangle$  температури, що відповідають симетричному С і асиметричному шляху в площині керівних параметрів (а–б)

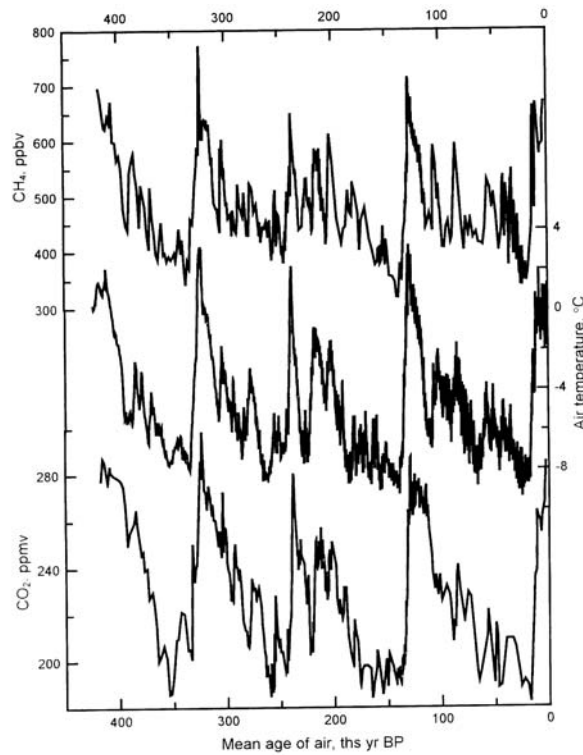


Рис. 2. Зміни температури повітря в межах станції Восток і варіації вмісту парникових газів в атмосфері за останні 420 тис. років за ізотопними даними [20]

При цьому аналіз відомих експериментальних даних, отриманих в межах станції Восток, що стосуються відхилень палеотемператури від її сучасного значення за останні 260 тис. років [12], підтверджує не тільки наявність періоду ~120 тис. років (рис. 2), що добре узгоджується з даними ранніх робіт [13], але й наочно ілюструє той значний факт, що причиною, котра організує саме таку періодичну поведінку керуючого параметра  $b$ , можуть бути періодичні зміни геометрії орбіти (ексцентриситету) Землі, що ініціюють варіації сонячної радіації, або, інакше кажучи, фізичний механізм “управління” глобальним кліматом, давно розглянутий в теорії ритмів льодовикових періодів Міланковича [14].

1. Атмосферная турбулентность і моделирование распространения примесей / Под ред. Ф.Т.М. Ньистадта и Х. Ван Допа. Перевод с англ. Под ред. А.М. Яглома. Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 351 с.
2. Бершадский А.Г. // УФН. 1990. Т. 160. С. 189–195.
3. Гилмор Р. Прикладная теория катастроф. М.: Мир, 1984. Т.2. 285 с.
4. Эбелинг В., Энгель А., Райнер Ф. Физика процессов эволюции. Под ред. Ю. Данилова. М.: Эдиториал УРСС, 2001. 328 с.
5. Котляков В.М. Мир снега и льда. М.: Наука, 1994.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учеб. пособие. В 10 т. Т. 6. Гидромеханика. М.:Наука, 1986. 736 с.
7. Миланкович М. Математическая климатология и астрономическая теория колебаний климата. М.-Л.: ГОНТИ, 1939. 207 с.
8. Монин А.Г. Прогноз погоды как задача физики. М.: Наука, 1969.
9. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Наука, 1965. 640 с.; Ч.2. М.: Наука, 1967. 720 с.
10. Обухов А.М. // Труды Института теоретической геофизики АН СССР. 1946. №1. С. 95–115.
11. Пудовкин М.И., Распопов О.М. // УФН. 1993. Т. 163. С. 113–116.
12. Трубников Б.А. // УФН. 1990. Т. 160. С. 167–186.
13. Хмелевцев С.С. // Тр. Института экспериментальной метеорологии. М.: Гидрометеоиздат, Вып. 28(101). 1982. №3. с. 36.
14. Broecker W.S., van Donk J. // *Revs. Geophys. Space Sci.* 1970. Vol. 8. P. 169–198.

**ASTROPHYSICAL MODEL OF A GLOBAL CLIMATE OF THE EARTH****V. Rusov, T. Zelentsova, O. Mykhalus**

*The Odessa national polytechnical university,  
Shevchenko Ave. 1, UA-65044 Odessa, Ukraine  
e-mail: siiis@te.net.ua*

It is offered energy-balance model of a global climate of the Earth which is reduced to potential of accident such as assembly. It is shown necessity of the account of variations of solar and galactic space beams. It is determined a spectrum of turbulent pulsations in an atmosphere. Using a principle of Tom, was modeled behaviour long-periodic fluctuations of average temperature for variety of accident of assembly. It is shown, that offered the energy-balance model of a global climate allows to describe long-periodic fluctuations of temperature in the past.

*Key words:* energy-balance model, accident such as assembly, managing parameters, galactic space beams, turbulent transfer of heat.

Стаття надійшла до редколегії 19.05.2004

Прийнята до друку 21.11.2005