

В.Д.Русов, А.В.Глушков, В.Н.Ващенко,
О.Т.Михалусь, А.В.Хохлов

О ВОЗМОЖНОМ ГЕНЕЗИСЕ ФРАКТАЛЬНЫХ РАЗМЕРНОСТЕЙ В СИСТЕМЕ ТУРБУЛЕНТНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ - СПЕКТР ГКЛ – ТУРБУЛЕНТНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ В АТМОСФЕРЕ

Развивается модифицированная энергобалансовая модель глобального климата Земли, которая раскрывает механизм воздействия солнечных и галактических космических лучей (ГКЛ) с учетом изменений орбитальных параметров Земли на ее глобальный климат. Показано, что спектр ГКЛ порождает в атмосфере спектр турбулентных пульсаций Колмогорова-Обухова. Обращение такой процедуры дает возможность допустить, что механизм рождения ГКЛ должен обеспечивать образование крупномасштабных фрактальных структур в космической плазме, обусловленных турбулентностью со спектром Колмогорова-Обухова.

В настоящее время экспериментально установлено [1], что космические лучи и, в первую очередь, лучи галактического происхождения (ГКЛ), содержащие протоны с энергиями 10^{11} – 10^{15} эВ, чрезвычайно эффективно воздействуют на процессы в атмосфере на высотах 10–20 км и испытывают сильные вариации в десятки процентов, совпадающие с циклами солнечной активности и с вариациями возмущений атмосферы, индуцированных отдельными вспышками на Солнце [1]. Более того, как показали Пудовкин и Распопов [1], оценка поступления энергии от спектра ГКЛ в магнитосферу и последующие процессы в ней и ионосфере по порядку величины не только совпадают с надежно установленной оценкой реальной мощности атмосферных процессов ($\sim 10^{26}$ – 10^{27} эрг/день), но позволяют полностью снять традиционный “энергобалансовый” аргумент противников действенного и стабильного воздействия внешних факторов на вариации погоды и климата Земли [2].

Известно, что спектр ГКЛ является удивительно стабильным и в области $10^{11}-10^{15}$ эВ имеет степенной вид [3]:

$$\frac{dN}{dE} = CE^{-\nu}, \quad \nu \approx 2.5 \div 2.74. \quad (1)$$

Также известно, что взаимодействие космических частиц с газом в гомосфере Земли и ниже, где плотность его становится существенной, приводит в области гомосфера – верхняя атмосфера к интенсивному обмену энергией и веществом в турбулентном режиме [4].

Определение спектра турбулентных пульсаций в атмосфере, индуцированных ГКЛ, и выяснение возможного проявления генезиса фрактальных размерностей в системе спектр турбулентных пульсаций космической плазмы – спектр ГКЛ – спектр турбулентных пульсаций в атмосфере и является предметом настоящего сообщения.

Согласно (1), интегральный спектр ГКЛ в области $10^{11}-10^{15}$ эВ имеет вид [3]:

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

Предположим, что энергия ГКЛ полностью поглощается в атмосфере, что позволяет оценить среднюю энергию E_g передаваемую атмосферному газу:

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

Правомерно считать, что каждая космическая частица индуцирует в движущейся газовой среде рождение вихря с размером λ , обратно пропорциональным энергии E частицы, т. е.:

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

Следуя [5], введем вместо масштабов λ соответствующие пространственные “волновые числа” пульсаций (вихрей) в виде $k \sim 1/\lambda$. Тогда на основании (3) и (4) интегральный спектр E_g вихрей будет иметь вид:

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

что соответствует следующей спектральной плотности энергии:

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

где $E_g(k)dk$ - кинетическая энергия газового вихря с пространственным волновым числом k .

Так как $\mu \approx 5/3$, то становится очевидным, что спектр (6) есть ни что иное, как известный спектр Колмогорова-Обухова [6], описывающий динамику высокочастотных возмущений или, другими словами, структуру мелкомасштабной турбулизированной среды в виде скелета вихревого кластера с фрактальной размерностью $D=5/3$ [7].

Здесь следует отметить, что соответствующие законы подобия, масштабные соотношения и спектральная динамика, в частности, в рамках теории инерционного интервала, приводящие к энергетическому спектру вихрей Колмогорова-Обухова, традиционно применяются при моделировании атмосферной турбулентности, но только для пограничного слоя, т.е. для слоя воздуха, в пределах которого непосредственно проявляется взаимодействие атмосферы с подстилающей поверхностью [6, 8].

Отсюда очевидно, что обнаруженный спектр Колмогорова-Обухова (6), индуцированный ГКЛ отличается не только причиной, но и основным местом его возникновения – гомосфера - верхняя атмосфера. Авторам не известны экспериментальные данные, подтверждающие реальность существования структуры мелкомасштабной турбулентности в этой области атмосферы. С другой стороны, если все же крупномасштабная фрактальная структура (в виде скелета вихревого кластера) образуется в этой области, то появляется возможность отвода по ней части энергии на “бесконечность”, т.е. вывода энергии из области турбулентного движения, например, в верхнюю атмосферу [7]. Естественно возникает вопрос о том, каковы в этом случае могут быть экспериментально наблюдаемые последствия?

Такая стабильная во времени и существенная по величине добавка, например, в виде джоулева тепла в верхнюю атмосферу, должна существенным образом изменить “центр тяжести” в энергетическом балансе Земли (рис.1) путем учета турбулентного потока тепла G , порождаемого вариациями галактических и солнечных космических лучей:

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

где $\partial U / \partial t$ – характеризует темп генерации тепла в земной климатической системе, Bm ; T – температура; S – поток солнечного излучения на верхнюю границу атмосферы; α – альbedo системы атмосфера-земля и атмосфера-океан; I_a – интенсивность уходящего с верхней границы в космос длинно-волнового теплового излучения атмосферы; Q – количество тепла, покидающего рассматриваемый объем климатической системы за счет адвекции (горизонтального переноса) и переноса скрытого тепла, содержащегося в водяном паре, который увлекается

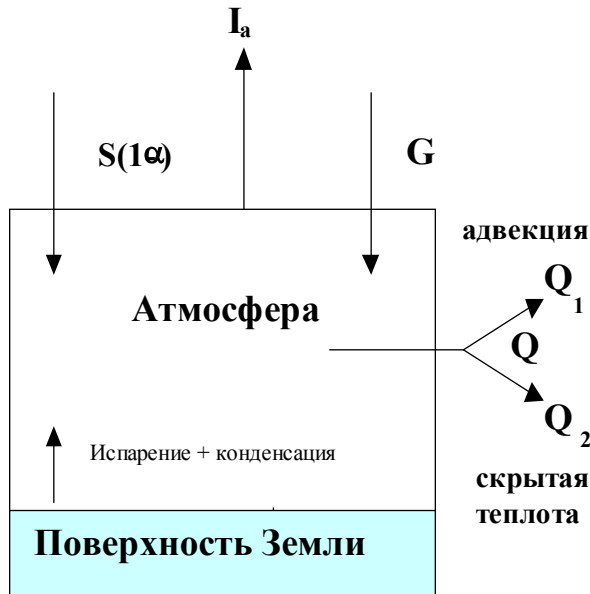


Рис. 1. Схема перераспределения потоков энергии в атмосфере

течением воздуха.

Представим функции I_a , Q , G и α в виде функции температуры. Первый энергетический член (I_a), ответственный за длинноволновое излучение Земли со средней температурой (T), в достаточном для нашей модели приближении равен:

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

где σ – постоянная Стефана–Больцмана, $Вт/м^2 \cdot K^4$; γ_a – коэффициент, учитывающий площадь внешней границы атмосферы, параллельной земной поверхности, $м^2$.

Количество тепла (Q), покидающего рассматриваемый объем земной климатической системы (ЗКС) за счет переноса явного (Q_1) и скрытого тепла (Q_2), численно равно энергии конденсации водяного пара, определяли следующим образом. Известно, что поток тепла на север и юг от тропической зоны связан с температурным градиентом экватор-полюс. Другими словами, чем больше этот градиент, тем интенсивнее должен быть меридиональный поток тепла в сторону полюсов. В рамках нашей модели было сделано предположение, что для адвекции меридиональный градиент пропорционален средней температуре ЗКС. В этом случае поток тепла (Q) имеет следующий вид:

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

где μ_{adv} – коэффициент адвекции, Вт/м²·К; γ_{adv} – коэффициент, учитывающий полную площадь боковых сторон ЗКС, м²; $m_{e.n.}$ – весовая скорость конденсации молекул водяного пара, кг/м²·с; c – удельная теплоемкость, Дж/кг·К.

Зависимость эффективной величины альбеда системы земля – атмосфера от температуры, которое, по существу, определяет количество усваиваемой прямой солнечной радиации в ЗКС, выбиралось в виде непрерывной параметризации Фегра [9]:

$$\alpha(T) = 0.486 - \eta_\alpha \cdot (T - 273), \quad (10)$$

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

И, наконец, о переносе тепла (G) в турбулентном режиме. Универсальные закономерности, полученные в рамках теории инерционного интервала, или, другими словами, законы подобия Колмогорова-Обухова [5, 6] были развиты Обуховым для описания статистической структуры турбулентных пульсаций температуры, когда они не влияют еще существенно на структуру потока [10]. При этом было показано, что структура температурного поля в турбулентном режиме определяется не только скоростью диссипации кинетической энергии турбулентности на единицу массы ε , но еще и скоростью диссипации интенсивности флуктуаций температуры (N_T), равной по порядку величине [9]:

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

где Δu и L – характерные размеры масштаба скорости и длины основных энергонесущих вихрей, ΔT – характерный перепад температур в потоке на его внешнем масштабе (L). При этом интегральный спектр (E_g) вихрей будет иметь вид:

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

Анализ выражения (12) позволяет без потери качества записать общий вид зависимости потока тепла в турбулентном режиме от характерного перепада температур (ΔT) в потоке на его внешнем масштабе (L). В предположении, что $\Delta T \sim \beta \cdot T$, где $\beta < 1$, эта зависимость будет иметь следующий вид:

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

где g – размерный коэффициент, Вт/К².

И, наконец, собирая все парциальные вклады потоков тепла (8)–(10) и (13) в результирующее энергобалансовое выражение (7), получим:

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

Перепишем выражение (14) в удобном для дальнейшего изложения виде:

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

где

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

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

Здесь предположим, что мощность $F(T, a, b)$ практически не зависит от времени, что, кажется, физически правомерным. Очевидно, что тогда выражение (15) описывает семейство функций $F(T, a, b)$, зависящих от двух управляющих параметров a и b , в котором легко распознается так называемый “потенциал” катастрофы сборки [11].

Моделировали решение, соответствующее асимметричному (относительно координатной оси a) циклическому пути в плоскости управляющих параметров $(a-b)$, при следующих условиях, налагающихся на управляющие параметры: $a = -0,5$; $b(t) = [-b \cos \omega t + \Delta]$, где $\Delta = (b - 2|b_c|)/4$, а значение $|b_c|$ определяется уравнением полукубической параболы, описывающей бифуркационное множество катастрофы сборки. Временная эволюция среднего значения $\langle T \rangle$ и дисперсии $\text{var}(T)$ температуры, которая начинается в момент $t=0$ в соответствующей критической точке на бифуркационном множестве, представлена на рис.2 и показывает хорошее качество фитирования экспериментальных данных.

При этом анализ известных экспериментальных данных, полученных в районе станции Восток и касающихся отклонений палеотемпературы от ее современного значения за последние 260 тыс. лет [12], подтверждает не только наличие периода ~ 120 тыс. лет (см. рис.2), что хорошо согласуется с данными более ранних работ [13], но и

наглядно иллюстрирует тот значительный факт, что причиной, организующей именно такое периодическое поведение управляющего параметра b , естественным образом могут быть периодические изменения геометрии орбиты (эксцентриситета) Земли, инициирующие вариации солнечной радиации, или, иначе говоря, физический механизм “управления” глобальным климатом, давно рассмотренный в теории

ритмов ледниковых периодов Миланковича [14].

Обсуждаемая возможность

существования в атмосфере спектра диссипации кинетической энергии турбулентности

Колмогорова-Обухова, индуцированного ГКЛ, порождает одну интересную проблему, связанную с генезисом масштабной инвариантности и скейлинговых представлений спектров турбулентности. Она явно проявляется при простом анализе выражений (1)-(6), который показывает,

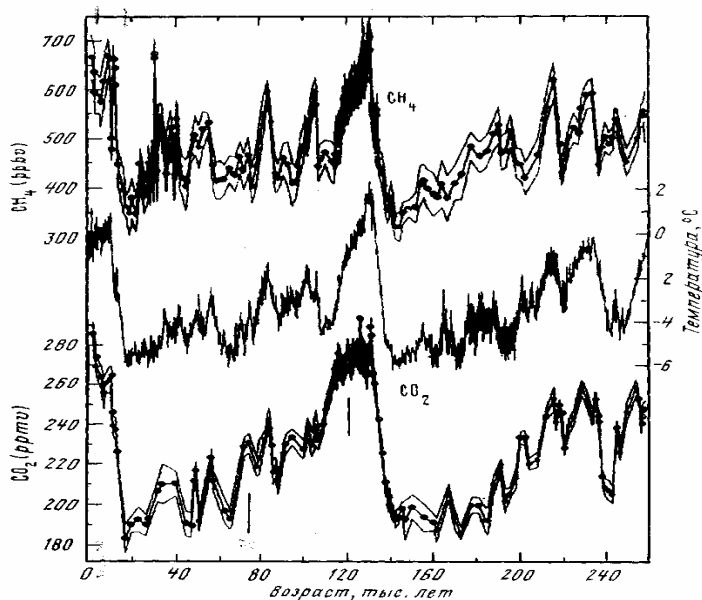


Рис. 2. Изменения температуры воздуха в районе станции Восток и вариации содержания парниковых газов в атмосфере Земли за последние 260 тыс. лет, определенные изотопным методом [3]

что процедура вывода связи фрактальных размерностей спектра ГКЛ (1) и спектра Колмогорова-Обухова (6) может быть проведена и обратным образом. Последнее означает, что удивительная закономерность спектра ГКЛ позволяет не только предположить наличие некоторого определенного механизма рождения этих частиц [3], но предопределяет вывод, о том, что этот механизм должен предварительно обеспечивать рождение крупномасштабных фрактальных структур в космической плазме, обусловленных турбулентностью со спектром Колмогорова-Обухова.

* *

Розвивається модифікована енергобалансова модель глобального клімату Землі, яка розкриває механізм впливу сонячних і галактичних космічних променів (ГКП) із врахуванням змін орбітальних параметрів Землі на глобальний клімат. Показано, що спектр ГКП породжує в атмосфері спектр турбулентних пульсацій Колмогорова-Обухова. Обернення такої процедури дозволяє припустити, що механізм народження ГКП повинен забезпечувати утворення великомасштабних фрактальних структур в космічній плазмі, зумовлених турбулентністю із спектром Колмогорова-Обухова.

* *

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