ЛИТЕРАТУРА

[1] Асанов Г. С.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1993. **34**, № 3. С. 74; 1994. **35**, № 1. С. 19. [2] Асанов Г. С.//Там же. 1994. **35**, № 2. С. 13. [3] Redei L. B.// //Phys. Rev. 1967. **145**. P. 999; 1967. **162**. P. 1299. [4] Lundberg L. E., Redei L. B.//Phys. Rev. 1968. **169**. P. 1012. [5] Nielsen H. B., Picek I.//Phys. Lett. 1982. **114B**. P. 141; Nuclear Phys. 1983. **B211**. P. 269. [6] Бюклинг Е., Каянти К. Кинематика элементарных частиц. М., 1975. [7] Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. М., 1990.

Поступила в редакцию
15.12.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 5

УДК 539.123

СХЕМНО-НЕЗАВИСИМЫЕ РЕНОРМГРУППОВЫЕ УРАВНЕНИЯ

Д. А. Славнов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

В рамках лагранжевой квантовой теории поля в терминах наблюдаемых построены ренормгрупповые уравнения. Приведен способ их решения, который позволяет выразить все наблюдаемые через ограниченное число универсальных констант. Результат не зависит от используемой схемы перенормировок.

В настоящей статье рассматривается вопрос, можно ли в лагранжевой пертурбативной квантовой теории поля однозначно выразить все наблюдаемые через ограниченное число универсальных констант или так называемая «схемная зависимость» является неизбежным злом пертурбативного подхода.

Все рассмотрение проведено на примере модели типа квантовой хромодинамики. Считается, что лагранжиан содержит следующие параметры: заряд g ($\alpha=g^2/4\pi$ — константа связи), массу m, калибровочный параметр ξ. Предполагается также, что модель перенормируема и асимптотически свободна. В такой модели по хорошо известным правилам все наблюдаемые Q_i могут быть представлены в виде разложения по константе связи α:

$$Q_i=\sum_{n=0}^{\infty}\alpha^n Q_i^{(n)}(p,\ \lambda,\ \xi,\ m). \qquad (1)$$

Здесь p — внешние параметры типа энергии, импульса, проекций спинов, углов и т. п., λ — массовый масштабный параметр, обусловленный необходимостью использовать некоторую перенормировочную процедуру. Считается, что значения всех внешних параметров p могут быть заданы с помощью одного параметра $|p|$ с размерностью массы и некоторого числа безразмерных параметров, которые в дальнейшем нигде явно выписываться не будут. Разложение (1) схемно-зависимо. Его можно перестроить в схемно-независимое следующим образом [1].

Выберем две базовые наблюдаемые: Q_A и Q_M, для которых первые члены разложения (1) удовлетворяют условиям

$$Q_A^{(0)}(p,\ \lambda,\ \xi,\ m)=0,\ Q_A^{(1)}(p,\ \lambda,\ \xi,\ m)=1,\ Q_M^{(0)}(p,\ \lambda,\ \xi,\ m)=m. \qquad (2)$$

Пусть при некоторых значениях внешних параметров p ($|p|=\mu$) эти наблюдаемые равны $A(\mu)$ и $M(\mu)$ соответственно. Ясно, что для $A(\mu)$

и $M(\mu)$ можно записать разложения (1), которые с учетом (2) будут иметь вид

$$A(\mu)=\alpha\left[1+\sum_{n=1}^{\infty}\alpha^n Z_A^{(n)}(\mu,\ \lambda,\ \xi,\ m)\right],$$
$$M(\mu)=m\left[1+\sum_{n=1}^{\infty}a^n Z_M^{(n)}(\mu,\ \lambda,\ \xi,\ m)\right]. \tag{3}$$

Здесь для фигурирующих в правой части (1) коэффициентных функций $Q_i^{(n)}(p,\ \lambda,\ \xi,\ m)$ введены новые обозначения $Z_{A(M)}^{(n)}(\mu,\ \lambda,\ \xi,\ m)$, чтобы подчеркнуть, что соотношения (3) имеют смысл формул перенормировки константы связи и массы.

Обращая ряды (3), выразим α и m в виде рядов по $A(\mu)$. Полученные таким образом α и m подставим в (1) и перестроим ряды по степеням $A(\mu)$. В результате получатся разложения вида

$$Q_i=\sum_{n=0}^{\infty}A^n(\mu)\,Q_i^{(n)}(p,\ M(\mu),\ \mu). \tag{4}$$

Разложения (4) являются схемно-независимыми (см. [1]) в том смысле, что значения коэффициентных функций $Q_i^{(n)}$ не зависят ни от используемой схемы перенормирования, в частности от параметра λ, ни от нефизических величин типа параметра калибровки ξ. Но, конечно, разложения (4) зависят от выбора базовых наблюдаемых $A(\mu)$ и $M(\mu)$, а также от точки нормировки μ.

Функции $Q_i^{(n)}$ могут быть, в принципе, вычислены по обычной теории возмущений. Это значит, что с помощью (4) можно найти значения всех наблюдаемых Q_i, если априорно известны величины базовых наблюдаемых $A(\mu)$ и $M(\mu)$. Источником этих априорных знаний может служить эксперимент. Однако возможен такой вариант, когда значения базовых наблюдаемых экспериментально могут быть определены при внешних параметрах в точке $|p|=\mu_0$, а ряд (4) быстро сходится при $|p|=\mu$. Это противоречие разрешается с помощью ренормгрупповых уравнений для $A(\mu)$ и $M(\mu)$. Чтобы их построить, вместо наблюдаемой $M(\mu)$ удобно ввести безразмерную наблюдаемую $B(\mu)=\mu^{-1}M(\mu)$. Рассмотрим также две наблюдаемые:

$$\dot{A}(\mu)\equiv\mu\frac{d}{d\mu}A(\mu),\quad \dot{B}(\mu)\equiv\mu\frac{d}{d\mu}B(\mu).$$

Разложения (4) для них будут выглядеть так:

$$\dot{A}(\mu)=A^2(\mu)\sum_{n=0}^{\infty}q_n(B(\mu))\,A^n(\mu), \tag{5а}$$

$$\dot{B}(\mu)=-B(\mu)\left[1+\sum_{n=1}^{\infty}r_n(B(\mu))\,A^n(\mu)\right]. \tag{5б}$$

Поделив первое из этих уравнений на второе, получим

$$\frac{dA}{dt}=-A^2(t)\sum_{n=0}^{\infty}a_n(t)\,A(t). \tag{6}$$

Здесь $t=\ln B(\mu)$. Уравнение (6) можно переписать в интегральной форме:

$$A^{-1}(t)=A^{-1}(t_0)+\int\limits_{t_0}^{t} d\tau\cdot\sum_{n=0}^{\infty} a_n(\tau)A^n(\tau), \tag{7}$$

где $t=t(\mu)$, $t_0=t(\mu_0)$. Уравнение (7) позволяет выразить наблюдаемую $A(\mu)\equiv A(t(\mu))$ через $A(\mu_0)\equiv A(t(\mu_0))$.

Связь переменной t с точкой нормировки μ можно установить из уравнения (5б), если переписать его в виде

$$\frac{d\mu}{\mu\, dt}=-\left[1+\sum_{n=1}^{\infty} r_n(e^t)A^n(t)\right]^{-1}\equiv-\left[1+\sum_{n=1}^{\infty} s_n(t)A^n(t)\right]$$

или в интегральной форме

$$\ln\frac{\mu}{\mu_0}=t_0-t-\sum_{n=1}^{\infty}\int\limits_{t_0}^{t} d\tau\cdot s_n(\tau)A^n(\tau). \tag{8}$$

Фигурирующие в уравнениях (7) и (8) функции $a_n(\tau)$ и $s_n(\tau)$ вычисляются в рамках обычной теории возмущений, вместе с тем они не зависят от используемой схемы перенормировки [1]. Уравнения (7) и (8) позволяют выразить наблюдаемые $A(\mu)$ и $M(\mu)$ через наблюдаемые $A(\mu_0)$, $M(\mu_0)$. Оказывается, однако, что, сделав дополнительные предположения о свойствах коэффициентных функций, фигурирующих в правых частях формул (3), можно получить более сильный результат — выразить наблюдаемые $A(\mu)$ и $M(\mu)$ через некоторые универсальные константы.

Из соображений размерности следует, что коэффициентные функции $Z_A^{(n)}$ и $Z_M^{(n)}$ зависят от размерных параметров μ, m, λ только через комбинации λ/μ, m/μ. Рассмотрим асимптотику этих функций при $\mu\to\infty$. Из теоремы Вайнберга [2] и ее обобщений [3, 4] следует, что функции $Z_{A(M)}^{(n)}(\mu)$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} Z_A^{(n)}(\mu)&=\sum_{i=0}^{n}\sum_{j=0}^{n-i} v_{ij}^{(n)}\ln^i(\mu/\lambda)\ln^j(\mu/m)+\frac{1}{\mu}V^{(n)}(\mu),\\ Z_M^{(n)}(\mu)&=\sum_{i=0}^{n}\sum_{j=0}^{n-i} w_{ij}^{(n)}\ln^i(\mu/\lambda)\ln^j(\mu/m)+\frac{1}{\mu}W^{(n)}(\mu), \end{aligned} \tag{9}$$

где при $\mu\to\infty$ функции $V^{(n)}(\mu)$, $W^{(n)}(\mu)$ растут не быстрее, чем $\ln\mu$ в некоторой степени. Ограничим выбор базовых наблюдаемых дополнительным условием. Потребуем, чтобы перенормировочные константы Z_A, Z_M были инфракрасно-устойчивы, т. е. имели пределы при $m\to 0$. Для этого необходимо, чтобы

$$v_{ij}^{(n)}=w_{ij}^{(n)}=0 \quad \text{при} \quad j>0. \tag{10}$$

Функции q_n, r_n, s_n, a_n, фигурирующие в формулах (5)—(8), получаются из $Z_{A(M)}^{(n)}(\mu)$ и поэтому имеют такую же асимптотику. Но поскольку они связывают между собой наблюдаемые величины, то, в отличие от $Z_{A(M)}^{(n)}$, не должны зависеть от λ. Поэтому вклады в них от слагаемых, содержащих степени $\ln \mu/\lambda$, должны компенсироваться. В результате для этих функций получается асимптотическое представление

$$f_n(t) = f_n^{(0)} + e^t f_n^{(1)}(t), \tag{11}$$

где $f_n(t)$ — одна из функций $q_n(t)$, $r_n(t)$, $s_n(t)$, $a_n(t)$, причем $f_n^{(0)}$ от t не зависит, а $f_n^{(1)}(t)$ при $t \to -\infty$ растет не быстрее степени t.

Нетрудно показать, что константы $a_0^{(0)}$, $a_1^{(0)}$, $r_1^{(0)} = -s_1^{(0)}$ не зависят не только от способа перенормировки, но и от выбора базовых наблюдаемых. Действительно, пусть помимо A и M имеются наблюдаемые $\tilde{A}$ и $\tilde{M}$, удовлетворяющие тем же дополнительным условиям, что A и M. Разлагая $\tilde{A}$ с помощью формул (3) и (4) в ряд по степеням A, получим

$$\tilde{A}(t) = A(t) + K(t)A^2(t) + K_1(t)A^3(t) + \ldots, \tag{12}$$

где, согласно (9),

$$K(t) = \tilde{v}_{00}^{(1)} - v_{00}^{(1)} + (\tilde{v}_{10}^{(1)} - v_{10}^{(1)}) \ln \frac{\mu}{\lambda} + \frac{1}{\mu}(\tilde{V}^{(1)} - V^{(1)}). \tag{13}$$

Наблюдаемые $\tilde{A}(t)$ и $A(t)$ не зависят от λ, поэтому $\tilde{v}_{10}^{(1)} = v_{10}^{(1)}$. С другой стороны, из (6) следует, что $a_0^{(0)} = v_{10}^{(1)}$, значит, $\tilde{a}_0^{(0)} = a_0^{(0)} \equiv b$. Кроме того, для $K(t)$ и $K_1(t)$ справедливо асимптотическое представление (11).

Продифференцировав (12) по t и воспользовавшись формулой (6), получим

$$\frac{d\tilde{A}}{dt} = \frac{dA}{dt} - 2Ka_0A^3 + \frac{dK}{dt}A^2 + \frac{dK_1}{dt}A^3 + \ldots. \tag{14}$$

Учитывая поведение $a_0(t)$, $K(t)$, $K_1(t)$ при $t \to \infty$, равенство (14) можно переписать в виде

$$\frac{d\tilde{A}}{dt} = \frac{dA}{dt} - 2KBA^3 + O(e^t). \tag{15}$$

С другой стороны, записав равенство (6) для A и $\tilde{A}$, получим

$$\frac{d\tilde{A}}{dt} = \frac{dA}{dt} - A^2(\tilde{a}_0 - a_0) - A^3(2K\tilde{a}_0 + \tilde{a}_1 - a_1) + \ldots =$$

$$= \frac{dA}{dt} - A^3[2Kb + \tilde{a}_1^{(0)} - a_1^{(0)}] + O(e^t). \tag{16}$$

Из сравнения правых частей (15) и (16) следует

$$\tilde{a}_1^{(0)} = a_1^{(0)} \equiv bb'.$$

Попытаемся теперь, несколько обобщив рассуждения работы [5], выразить значение базовой наблюдаемой $A(t)$ через универсальные константы. Для этой цели перепишем уравнение (7) в виде

$$A^{-1}(t) = A^{-1}(t_0) + \int_{t_0}^{t} d\tau \cdot [b + b'(\tau + C)^{-1}] + \psi(t) - \psi(t_0), \tag{17}$$

где

$$\psi(t) = \int_{-\infty}^{t} d\tau \cdot \Big[\sum_{n=0}^{\infty} a_n(\tau) A^n(\tau) - b - b'(\tau + C)^{-1}\Big]. \tag{18}$$

Здесь C — пока произвольная константа. Формулу (17) можно переписать в виде

$$A^{-1}(t)-b(t+C)-b'\ln|t+C|-\psi(t)=$$
$$=A^{-1}(t_0)-b(t_0+C)-b'\ln|t_0+C|+\psi(t_0)\equiv R(C). \qquad (19)$$

Величина $R(C)$ ни от t, ни от t_0 не зависит. Распорядимся константой C так, чтобы $R(C)=0$. Тогда из (19) будет следовать

$$A(t)=[b(t+C)+b'\ln|t+C|+\psi(t)]^{-1}. \qquad (20)$$

Из этого уравнения можно найти A как функцию t и C, решая его, например, с помощью итераций. При этом если бы во всех коэффициентах составляющие $a_n^{(1)}(t)$ (см. (11)) равнялись нулю (это соответствует безмассовой модели), то ψ, а значит, и A зависели бы от t и C только через комбинацию $t+C$. Поправки за счет неравенства нулю $a_n^{(1)}(t)$ будут порядка e^t. Поэтому зависимость A и ψ от t и C удобно представить в виде $A=A(t+C,\ e^t)$, $\psi=\psi(t+C,\ e^t)$.

Для нахождения второй базовой наблюдаемой M следует обратиться к уравнению (8), которое можно переписать в виде

$$\ln(\lambda^{-1}\mu)+\ln(\mu^{-1}M(\mu))+b''\ln|t+C|+\varphi(t)=$$
$$=\ln(\lambda^{-1}\mu_0)+\ln(\mu_0^{-1}M(\mu_0))+b''\ln|t_0+C|+\varphi(t_0)\equiv\ln(\lambda^{-1}L), \qquad (21)$$

где

$$b''=s_1^{(0)}b^{-1}, \quad \varphi(t)=\int\limits_{-\infty}^{t}d\tau\cdot\left[\sum_{n=1}^{\infty}s_n(\tau)A^n(\tau)=b''(\tau+C)^{-1}\right]. \qquad (22)$$

Благодаря (11) и (20) интеграл, фигурирующий в (22), сходится. Так же как ψ, при $s_n^{(1)}(t)=0$ функция φ зависит от t и C только через $t+C$, поэтому можно считать, что $\varphi=\varphi(t+C,\ e^t)$.

Убедимся, что b'' не зависит от выбора базовых наблюдаемых. Воспользовавшись (3), (9) и (10), получим

$$M^{-1}(\mu)\widetilde{M}(\mu)\simeq 1+A(\mu)[(\widetilde{w}_{00}^{(1)}-w_{00}^{(1)})+(\widetilde{w}_{10}^{(1)}-w_{10}^{(1)})\ln(\lambda^{-1}\mu)+$$
$$+\mu^{-1}(\widetilde{W}^{(1)}-W^{(1)})_{m=M}]. \qquad (23)$$

Так как левая часть (23) от λ не зависит, то должно выполняться равенство $\widetilde{w}_{10}^{(1)}=w_{10}^{(1)}$. С другой стороны, из (5б), (9) и (10) следует, что

$$w_{10}^{(1)}=-r_1^{(0)}=s_1^{(0)}.$$

Отсюда получаем, что $\tilde{b}''=b''$. Кроме того, из (23) следует

$$\lim_{\mu\to\infty}\widetilde{M}(\mu)/M(\mu)=1. \qquad (24)$$

Теперь покажем, что от выбора базовых наблюдаемых не зависит константа L. Запишем равенство (21) один раз для наблюдаемых A и M, а другой раз для $\tilde{A}$ и $\widetilde{M}$ и вычтем одно равенство из другого. В результате получим

$$\ln\frac{\widetilde{L}}{L}=\ln\frac{\widetilde{M}(\mu)}{M(\mu)}+b''\ln\left|\frac{\tilde{t}+\widetilde{C}}{t+C}\right|+\widetilde{\varphi}(\tilde{t})+\varphi(t). \qquad (25)$$

Благодаря (24) и асимптотическому поведению $\varphi(t)$ правая часть (25) стремится к нулю при $\mu\to\infty$ $(t,\ \tilde{t}\to-\infty)$, поэтому $\tilde{L}=L$.

Вспоминая, что $\ln M(\mu)/\mu=t$, из (21) получаем

$$t=\ln L/\mu-b''\ln|t+C|-\varphi(t). \tag{26}$$

Перепишем теперь уравнения (20) и (26) в терминах $t+C$ и e^t:

$$\begin{aligned} &A(t+C,\ e^t)=[b(t+C)+b'\ln|t+C|+\psi(t+C,\ e^t)]^{-1},\\ &t+C=\ln\Lambda/\mu-b''\ln|t+C|-\varphi(t+C,\ e^t),\\ &e^t=(L/\mu)(\ln\mu/\Lambda)^{-b''}\exp\{-\varphi(t+C,\ e^t)\}. \end{aligned} \tag{27}$$

Здесь $\Lambda=L\exp(C)$, а функции ψ и φ задаются формулами (8) и (22). Фигурирующие в последних коэффициентные функции $a_n(t)$ и $s_n(t)$ вычисляются по обычной теории возмущений, однако не зависят от используемой схемы перенормировок.

Соотношения (27) являются замкнутой системой уравнений для $e^t\equiv\mu^{-1}M(\mu)$ и $A(t+C,\ e^t)\equiv A(\mu)$. Из этой системы A и M могут быть найдены как функции $\ln\mu^{-1}\Lambda$ и $\mu^{-1}L$. Реально это осуществимо с помощью итераций с исходным шагом

$$\begin{aligned} &A_0(t)=[b(t+C)_0+b'\ln|t+C|_0]^{-1},\\ &(t+C)_0=\ln\mu^{-1}\Lambda-b''\ln\ln\Lambda^{-1}\mu,\\ &(e^t)_0=\mu^{-1}L(\ln\Lambda^{-1}\mu)^{-b''}. \end{aligned}$$

В результате A и M будут представлены в виде разложения по двум малым параметрам (при $\mu\to\infty$): $\left[-b\ln\frac{\mu}{\Lambda}+(b'-bb'')\ln\ln\frac{\mu}{\Lambda}\right]^{-1}$ и $\frac{L}{\mu}\left(\ln\frac{\mu}{\Lambda}\right)^{-b''}$. Ясно, что при асимптотических μ второй параметр будет много меньше первого, и уравнения (27) можно решать, положив второй параметр равным нулю. Это соответствует безмассовому пределу. При умеренно больших μ придется использовать двухпараметрическое приближение.

Константы Λ и L могут быть найдены из уравнений, которые получаются из (27) при $\mu=\mu_0$:

$$\begin{aligned} &\ln\mu_0^{-1}\Lambda=(t_0+C)+b''\ln|t_0+C|+\varphi(t_0+C,\ \mu_0^{-1}M(\mu_0)),\\ &L=M(\mu_0)(\ln\Lambda^{-1}\mu_0)^{b''}\exp\{\varphi(t_0+C,\ \mu_0^{-1}M(\mu_0))\},\\ &(t_0+C)^{-1}=A(\mu_0)[b+(t_0+C)^{-1}(b'\ln|t_0+C|+\psi(t_0+C,\ \mu_0^{-1}M(\mu_0)))]. \end{aligned} \tag{28}$$

Эти уравнения также можно решить с помощью итераций.

Константа Λ от выбора базовых наблюдаемых зависит, но эта зависимость легко контролируется. Действительно, перепишем формулу (12) в виде

$$\tilde{A}^{-1}(t)=A^{-1}(t)-K(t)+[K^2(t)-K_1(t)]A(t)+\dots.$$

Подставим сюда $A(t)$ и $\tilde{A}(t)$, взятые из формулы (27). Тогда

$$\begin{aligned} K(t)&=b(C-\tilde{C})+b'\ln\left|\frac{t+C}{t+\tilde{C}}\right|+\psi(t)-\tilde{\psi}(t)+O(A(t))=\\ &=b\ln\frac{\Lambda}{\tilde{\Lambda}}+(b'-bb'')\ln\left|\frac{t+C}{t+\tilde{C}}\right|+\psi(t)-\tilde{\psi}(t)-b(\varphi(t)-\tilde{\varphi}(t))+O(A(t)). \end{aligned} \tag{29}$$

Перейдем в (29) к пределу $t \to -\infty$. Тогда, учитывая формулу (13) и асимптотические свойства функций $\psi(t)$, $\varphi(t)$, $A(t)$, получим

$$\tilde{v}_{00}^{(1)} - v_{00}^{(1)} = b \ln(\tilde{\Lambda}^{-1}\Lambda). \tag{30}$$

То есть зависимость параметра Λ от выбора базовых наблюдаемых полностью определяется величиной $v_{00}^{(1)}$. Сама эта поправка зависит от выбора схемы перенормировок, но разность $\tilde{v}_{00}^{(1)} - v_{00}^{(1)}$ не зависит.

Таким образом, все наблюдаемые величины схемно-независимым образом могут быть выражены через базовые наблюдаемые. В свою очередь последние также схемно-независимо выражаются через несколько констант, в рассмотренной характерной модели — через две константы: L и Λ, причем первая из них не зависит от того, какие величины выбраны в качестве базовых наблюдаемых, а вторая зависит, но эта зависимость полностью определяется первой поправкой обычной теории возмущений и поэтому элементарно учитывается.

Все это позволяет для нахождения базовых констант L и Λ использовать широкий круг экспериментальных данных, что существенным образом повышает надежность определения этих констант. Реальный путь такой: экспериментально находятся величины $A(\mu_0)$ и $M(\mu_0)$, а из них по формулам (28) рассчитываются константы L и Λ. Затем экспериментально находятся $\tilde{A}(\tilde{\mu}_0)$, $\tilde{M}(\tilde{\mu}_0)$ и из них определяются L, $\tilde{\Lambda}$. Последние с помощью (30) пересчитываются в L и Λ. Таким способом для этих констант может быть набрана достаточно хорошая статистика.

Вместо константы Λ в качестве величины, не зависящей от выбора базовых наблюдаемых, можно использовать $d = b \ln(\lambda^{-1}\Lambda) + v_{00}^{(1)}$, где λ — параметр размерности массы, фиксируемый по нашему произволу. К сожалению, константа d через $v_{00}^{(1)}$ зависит от схемы перенормировок. Впрочем, эта зависимость элементарно учитывается.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Славнов Д. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. **35**, № 3. С. 16. [2] Weinberg S.//Phys. Rev. 1960. **118**. P. 838. [3] Fink J. P.//Math. Phys. 1968. **9**. P. 1389. [4] Славнов Д. А.//ТМФ. 1973. **27**, № 2. С. 169. [5] Dhar A., Gupta V.//Phys. Rev. 1984. **D29**. P. 2822.

Поступила в редакцию
27.01.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 5

УДК 536.33:551.5

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ТЕПЛЫХ ОАЗИСОВ В ЗАПОЛЯРЬЕ

А. В. Лукьянов

(кафедра математики)

Рассматривается возможность создания в Заполярье теплых больших оазисов, застекленных сверху и подогреваемых в течение всего года солнечным светом, отраженным большими пленочными рефлекторами, движущимися в космосе по геоцентрической орбите. Построены и исследованы математические модели теплового режима таких оазисов. Рассмотрены модели, соответствующие районам с мягким и суровым климатом. Рассчитаны сезонные и суточные колебания температур. Показана возможность создания как умеренного, так и субтропического климата в оазисе.