

Имеют место следующие теоремы.

Теорема 3.1. Точки F_d и Φ_d плоскости L_2^1 отвечающие точке $A \in E_n$, совпадают.

Доказательство. Прежде всего заметим, что во всех случаях $n=5$, $n=6$ и $n \geq 7$ выполняются соотношения типа (2.1):

$$A_{\alpha,1}^1 + A_{\alpha,2}^2 = 0, (\alpha_1 = 3, 4),$$

которые в силу (3.4) и (1.6) приводят к соотношениям

$$B_{11}^{\alpha_1} + B_{22}^{\alpha_1} = 0. \quad (3.13)$$

Из (3.11) в силу (3.3), (3.5) и (3.13) получаем, что координаты x^1 и x^2 точек F_d и Φ_d определяются одной и той же системой линейных уравнений:

$$\begin{cases} (B_{12}^3 + B_{11}^4)x^1 + (B_{22}^3 + B_{12}^4)x^2 = A_2^3 + A_1^4 \\ (B_{22}^3 + B_{12}^4)x^1 - (B_{12}^3 + B_{11}^4)x^2 = A_1^3 - A_2^4 \end{cases} \quad (3.14)$$

что и требовалось доказать.

Теорема 3.2. Отображение $f: L_2^1 \rightarrow L_2^2$, отвечающее точке $A \in E_n$, является отображением f_Γ .

Доказательство этой теоремы вытекает из (3.12) и (3.13).

Теорема 3.3. Отображение $\varphi: L_2^1 \rightarrow L_2^2$, отвечающее точке $A \in E_n$, будет отображением φ_Γ тогда и только тогда, когда точка $F_d \in L_2^1$ (или $\Phi_d \in L_2^1$) является бесконечно удаленной точкой.

Доказательство этой теоремы вытекает из (3.12–3.14) в силу (3.5).

Замечание. Случай $n=4$ будет предметом особого рассмотрения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лаптев Г.Ф. Дифференциальная геометрия погруженных многообразий // Труды московского математического общества. — М., 1953. — Т. 2. — С. 275–382.
2. Фиников С.П. Метод внешних форм Картана в дифференциальной геометрии. — М.: ГИТТЛ, 1948. — 432 с.
3. Александров И.А. Теория функций комплексного переменного. — Томск: Томский государственный университет, 2002. — 510 с.
4. Акивис М.А. Фокальные образы поверхностей ранга r // Известия вузов. Сер. Математика. — 1957. — № 1. — С. 9–19.
5. Остиану Н.М. О канонизации подвижного репера погруженного многообразия // Rev. math. pures et appl. (RNR). — 1962. — № 2. — Р. 231–240.

УДК 530.12:531.51

ИЗЛУЧЕНИЕ ГРАВИТАЦИОННОГО АТОМА

В.В. Ласуков

Томский политехнический университет
Тел.: (382-2)-415-877

Разработан гравитационный аналог нестационарной теории возмущений и на этой основе исследован процесс рождения массивных квантов скалярного поля гравитационным атомом.

В инфляционной космологии считается, что вся остальная материя во Вселенной порождается переменным скалярным полем подобно тому, как переменное электрическое поле может рождать электрон-позитронные пары [1, 2].

В данной работе исследуется альтернативный механизм рождения материи, подобный спонтанному излучению гравитационного атома.

1. Нестационарная теория возмущений

Согласно [3] стационарное квантовое уравнение, описывающее гравитационный атом без учета спин эффективных частиц, имеет вид

$$\hat{H}_0 \Psi_n(a) = M_p a E_n \Psi_n(a), \quad (1)$$

где

$$\hat{H}_0 = -\frac{\hat{\pi}^2}{2M_p} + M_p a V U_0,$$

$$U_0 < 0, \quad V = \frac{4\pi a^3}{3},$$

$$E_n = -4\omega \left[n + \frac{1}{3} \right], \quad \hat{\pi} = -i \frac{\partial}{\partial a},$$

$$\Psi_n = N \exp\left(-\frac{x}{2}\right) n! L_n^{(\nu)}(x),$$

$$x = 2\alpha\xi, \quad \xi = \frac{a^3}{6},$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{32\pi}{3}} |U_0| M_p^2 \equiv \frac{8}{3} \omega M_p^2,$$

$L_n^{(\nu)}(x)$ – обобщенный многочлен Лагерра порядка n , $\nu = -\frac{1}{3}$, нормировочный множитель N равен

$$N = \frac{(9\alpha)^{\frac{1}{6}} \Gamma\left(\frac{2}{3}\right)}{\sqrt{\Gamma\left(\frac{1}{3}\right) \Gamma\left(\frac{2}{3} + n\right)}}.$$

Уравнение (1) отличается от традиционного уравнения Шредингера множителем $M_p a$ в правой части (из-за чего функции Ψ_n не ортогональны) и знаком оператора кинетической энергии

$$\hat{T}_a = -\frac{\hat{\pi}^2}{2M_p}, \quad \hat{\pi} = -i \frac{\partial}{\partial a}.$$

Отмеченные особенности диктуют необходимость разработки гравитационного аналога нестационарной теории возмущений для исследования спонтанного "излучения" массивных квантов гравитационным атомом.

Используя принцип калибровочной инвариантности, введем однородное массивное скалярное поле. Для того, чтобы уравнение (1) было инвариантно относительно калибровочного преобразования

$$\Psi \rightarrow \Psi \cdot \exp(i\theta(a, t)),$$

требуется ввести вместо производной ∂_a удлиненную производную $(\partial_a - ig\varphi(a, t))$, где

$\varphi(a, t) = \frac{1}{g} \partial_a \theta(a, t)$. Для того, чтобы калибровочное скалярное поле $\varphi(a, t)$ было пространственно однородным, предположим, что $\theta(a, t) = \theta(t) \cdot a$. Тогда нестационарное уравнение, соответствующее уравнению (1), примет вид

$$\left[M_p a i \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{2M_p} (\partial_a - ig\varphi(t))^2 - M_p a V U_0 \right] \times \Psi(t) = 0. \quad (2)$$

Отбрасывая величины второго порядка малости, пропорциональные φ^2 , и, учитывая однородность скалярного поля ($\partial_a \varphi(t) = 0$), уравнение (2) можно представить в виде

$$\left[iM_p a \frac{\partial}{\partial t} - \hat{H}_0 - W_0(t) \right] \Psi(a, t) = 0, \quad (3)$$

здесь энергия возмущения $W_0(t)$ равна

$$W_0(t) = \frac{g}{M_p} (\varphi(t) \cdot \hat{\pi}).$$

Известно, что полное решение $\Psi^{(0)}(a, t)$ нестационарного невозмущенного уравнения

$$\left[iM_p a \frac{\partial}{\partial t} - \hat{H}_0 \right] \Psi^{(0)}(a, t) = 0$$

можно представить в виде

$$\Psi^{(0)}(a, t) = \sum_n C_n \exp(-iE_n t) \Psi_n(a),$$

где C_n – постоянные коэффициенты, $|C_n|^2$ – вероятность нахождения частицы в состоянии n .

Используя метод вариации произвольных постоянных, решение возмущенного нестационарного уравнения (3) будем искать в виде

$$\Psi(a, t) = \sum_n C_n(t) \exp(-iE_n t) \Psi_n(a), \quad (4)$$

где $C_n(t)$ – функции времени, подлежащие определению.

Подставляя (4) в уравнение (3) с учетом (1), найдем

$$\begin{aligned} \sum_m M_p a i \frac{dC_m}{dt} \Psi_m(a) \exp(-iE_m t) &= \\ &= \sum_m W_0(t) C_m \Psi_m(a) \exp(-iE_m t). \end{aligned} \quad (5)$$

Умножим (5) на $\Psi_k^* \exp(iE_k t) da$ и проинтегрируем по всему диапазону переменной a . Тогда, учитывая известный интеграл [4]

$$\begin{aligned} \int_0^\infty x^\lambda \exp(-cx) L_m^{(\lambda)}(cx) L_n^{(\lambda)}(cx) dx &= \\ &= \frac{\Gamma(\lambda + n + 1)}{n! c^{\lambda+1}} \delta_{m,n}, \quad \text{Re } \lambda > -1, \end{aligned}$$

получим систему уравнений на коэффициенты

$$iM_p \langle a \rangle \frac{dC_k}{dt} = \sum_m C_m \exp[i\omega_{km} t] W_{km}(t), \quad (6)$$

где

$$\omega_{km} = E_k - E_m, \quad W_{km}(t) =$$

$$= \int_0^\infty \Psi_k^*(a) W_0(t) \Psi_m(a) da,$$

$$\langle a \rangle = \int_0^\infty a \Psi_k^*(a) \Psi_k(a) da =$$

$$= \frac{3}{[9\alpha]^{\frac{1}{3}}} \frac{\Gamma^2\left(\frac{2}{3}\right) \Gamma(k+1)}{\Gamma\left(\frac{1}{3}\right) \Gamma\left(\frac{2}{3} + k\right)}.$$

Решение системы (6), эквивалентной уравнению (3), будем искать по теории возмущений

$$C_k = C_k^{(0)} + C_k^{(1)} + C_k^{(2)} + \dots + C_k^{(l)}, \quad (7)$$

где коэффициенты l приближения равны $C_k^{(l)} \approx (W_0(t))'$. Подставляя (7) в (6) и, учитывая лишь члены нулевого $C_k^{(0)}$ и первого приближения $C_k^{(1)}$, получим систему C_k уравнений для определения коэффициентов

$$\frac{dC_k^{(0)}}{dt} = 0, \quad (8)$$

$$iM_p \langle a \rangle \frac{dC_k^{(1)}}{dt} = \sum_m C_m^{(0)} \exp[it \omega_{km}] W_{km}(t). \quad (9)$$

Из (8) видно, что $C_k^{(0)}$ — константы, и их значения задаются начальным условием

$$C_m^{(0)} = \delta_{nm}, \quad (10)$$

означающим, что при $t=0$ частица находится в состоянии n . Подставляя (10) в (9), найдем

$$C_k(t) \approx C_k^{(1)} = -\frac{i}{M_p \langle a \rangle} \int dt \exp[it \omega_{kn}] W_{kn}(t). \quad (11)$$

Тогда в первом порядке теории возмущений вероятность P перехода в единицу времени равна

$$P = \frac{\partial}{\partial t} \sum_k |C_k|^2.$$

2. Квантование однородного скалярного поля

Как известно, вещественное однородное скалярное поле $\phi(t)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial^2 \phi(t)}{\partial t^2} + m^2 \phi = 0,$$

с решением

$$\phi(t) = \frac{1}{\sqrt{T}} \sum_v [A(v) \exp(-ivt) + B(v) \exp(ivt)], \quad v^2 = m^2. \quad (12)$$

Из условия вещественности $\phi^* = \phi$ следует, что

$$B(v) = A^*(v). \quad (13)$$

Учитывая (13), решение (12) приведем к виду

$$\phi(t) = \frac{1}{\sqrt{T}} \sum_v [A(v) \exp(-ivt) + A^*(v) \exp(ivt)]. \quad (14)$$

Как известно, плотность энергии скалярного поля, усредненная по периоду, равна

$$H = \frac{1}{2T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} [\phi'^2 + m^2 \phi^2] dt. \quad (15)$$

Наложим на $\phi(t)$ условие периодичности

$$\phi(t+T) = \phi(t). \quad \text{Тогда } v = \frac{2\pi}{T} n, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Подставляя (14) в (15) и учитывая соотношение

$$\begin{aligned} & \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \exp[-it(v \pm v')] dt = \\ & = 2 \frac{\sin\left[\frac{T}{2}(v \pm v')\right]}{T(v \pm v')} = \delta_{v, \mp v'}, \end{aligned}$$

нетрудно получить, что при $A(-v) = A^*(v)$, $v^2 = m^2$ гамильтониан равен

$$H = 2 \sum_v v^2 [A^* A + A A^*]. \quad (16)$$

Представим амплитуды $A(v)$ и $A^*(v)$ в виде

$$\begin{aligned} A(v) &= b_v(t) = \frac{b_v}{\sqrt{4v}} \exp(-ivt), \\ A^*(v) &= b_v^*(t) = \frac{b_v^*}{\sqrt{4v}} \exp(ivt). \end{aligned} \quad (17)$$

Подставляя (17) в выражение для гамильтониана (16), найдем

$$H = \frac{1}{2} \sum_v v [b_v^* b_v + b_v b_v^*]. \quad (18)$$

Проквантуем выражение (17) с помощью квантового уравнения движения. Учитывая зависимость амплитуд $A(v)$ и $A^*(v)$ от времени (17), будем иметь

$$-i\mu b_\mu = i[Hb_\mu - b_\mu H], \quad (19)$$

$$i\mu b_\mu^+ = i[Hb_\mu^+ - b_\mu^+ H]. \quad (20)$$

Подставляя (18) в (19), соотношение (19) преобразуем к виду

$$\begin{aligned} -\mu b_\mu &= \frac{1}{2} \sum_v v \{ [b_v^+ b_\mu - b_\mu b_v^+] b_v + \\ &+ b_v [b_v^+ b_\mu - b_\mu b_v^+] + b_v^+ [b_v b_\mu - b_\mu b_v] + \\ &+ [b_v b_\mu - b_\mu b_v] b_v^+ \}. \end{aligned} \quad (21)$$

Из (20), (21) видно, что

$$\begin{aligned} [b_\mu b_\nu^+] &= b_\mu b_\nu^+ - b_\nu^+ b_\mu = \delta_{\mu\nu}, \\ [b_\nu b_\mu] &= 0, \quad [b_\mu^+ b_\nu^+] = 0. \end{aligned} \quad (22)$$

Поэтому амплитуды b не могут быть обычными числами. Они должны быть операторами. Операторы b, b^+ выберем так, чтобы они удовлетворяли коммутационному соотношению (22). Следуя работе [5], нетрудно видеть, что операторы можно выбрать равными следующим эрмитово-сопряженным бесконечным матрицам

$$b = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{1} & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & \sqrt{2} & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{3} & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \sqrt{4} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix},$$

$$b^+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ \sqrt{1} & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & \sqrt{2} & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & \sqrt{3} & 0 & 0 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}.$$

Отсюда следует, что

$$bb^+ = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 2 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 3 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 4 & 0 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix},$$

$$b^+b = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 2 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 3 & 0 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}, \quad (23)$$

$$bb^+ - b^+b = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix},$$

так что матричные значения для амплитуд b, b^+ удовлетворяют (22). Чтобы удовлетворить соотношению (22), выберем функцию $f(N)$ от числа квантов ска-

лярного поля N на которую действуют матрицы b, b^+ в следующем виде

$$f(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad f(1) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad f(2) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ \vdots \end{pmatrix},$$

где $f(0)$ описывает состояние, когда кванты скалярного поля отсутствуют, $f(1)$ – состояние с одним квантом, $f(2)$ – с двумя квантами и т.д. Учитывая (23), получим

$$\begin{aligned} bf(N) &= \sqrt{N} f(N-1), \\ b^+ f(N) &= \sqrt{N+1} f(N+1), \\ b^+ b f(N) &= N f(N), \\ bb^+ f(N) &= (N+1) f(N), \\ \hat{H} f(N) &= \sum_{\nu} \nu \left[N_{\nu} + \frac{1}{2} \right] f(N). \end{aligned} \quad (24)$$

Из (24) видно, что в случае отсутствия частиц ($N=0$) остается нулевая энергия, равная

$$H_0 = \sum_{\nu} \frac{\nu}{2}.$$

Физически она соответствует наличию скалярного вакуума, из которого извлекаются реальные кванты скалярного поля при их рождении, и куда они переходят при их поглощении.

3. Спонтанное рождение скалярного поля

Подставляя

$$\varphi(t) = \frac{1}{\sqrt{T}} \sum_{\nu} \left\{ \frac{1}{\sqrt{4\nu}} [b_{\nu} \exp(-i\nu t) + b_{\nu}^+ \exp(i\nu t)] \right\}$$

в (11), и учитывая (22), получим

$$\begin{aligned} C_k(t) &= -\frac{ig}{\sqrt{T} M_p^2 \langle a \rangle} \times \\ &\times \sum_{\nu} \frac{1}{\sqrt{4\nu}} \left[\int_0^{\infty} da \Psi_k^*(b\hat{\pi}) \Psi_n \times \right. \\ &\times \frac{\exp[i(\omega_{kn} - \nu)t] - 1}{i(\omega_{kn} - \nu)} - \\ &- \int_0^{\infty} da \Psi_k^*(b^+\hat{\pi}) \Psi_n \times \\ &\times \left. \frac{\exp[-i(\omega_{nk} - \nu)t] - 1}{i(\omega_{nk} - \nu)} \right], \end{aligned} \quad (25)$$

где второй член, пропорциональный b^+ , описывает процесс рождения квантов скалярного поля. Оставляя этот член, имеем

$$C_k(t) = \frac{g}{\sqrt{T} M_p^2 \langle a \rangle} \sum_v \frac{1}{\sqrt{4v}} \frac{\exp[-i(\omega_{nk} - v)t]}{(\omega_{nk} - v)} \times \\ \times \int_0^\infty da \Psi_k^* (b^+ \hat{\pi}) \Psi_n.$$

Отсюда для суммарной вероятности перехода $P_{nk} = \frac{\partial}{\partial t} C_k^+ C_k$, получаем

$$P_{nk} = \frac{g^2}{2T M_p^4 \langle a \rangle^2} \sum_v \frac{1}{v} \frac{\sin[(v - \omega_{nk})t]}{(v - \omega_{nk})} \times \\ \times (b\pi_{kn}^*) \cdot (b^+ \pi_{kn}).$$

где матричный элемент

$$\pi_{kn} = \int_0^\infty da \Psi_k^* \hat{\pi} \Psi_n.$$

Используя далее коммутационные соотношения (22), найдем

$$(b\pi^*)(b^+\pi) = (1 + N)|\pi|^2.$$

Тогда окончательно для вероятности спонтанного перехода ($N=0$) имеем

$$P_{nk} = \frac{g^2}{2T M_p^4 \langle a \rangle^2} \times \\ \times \sum_v \frac{1}{v} \frac{\sin[(v - \omega_{nk})t]}{(v - \omega_{nk})} |\pi_{nk}|^2.$$

Из стационарного уравнения (1) нетрудно получить

$$\int \partial_a J da = 2M_p^2 \omega_{nk} \langle a \rangle_{nk} \approx \omega_{nk} \delta_{nk} = 0,$$

$$\pi_{nk} - \frac{i}{2} \int \partial_a J da = -iM_p^2 \omega_{nk} \langle a^2 \rangle_{nk},$$

откуда следует соотношение

$$\pi_{nk} = -iM_p^2 \omega_{nk} \langle a^2 \rangle_{nk},$$

которое отличается от традиционного множителем M_p и тем, что вместо момента первого порядка $\langle a \rangle_{nk}$ возникает момент второго порядка $\langle a^2 \rangle_{nk}$.

Используя известный интеграл [4]

$$\int_0^\infty x^{\beta-1} \exp(-x) L_m^{(\gamma)}(x) L_n^{(\lambda)}(x) dx = \\ = \frac{(1+\gamma)_m (\lambda - \beta + 1)_n}{m! n!} {}_3F_2 \left[\begin{matrix} -m, \beta, \beta - \lambda; 1 \\ 1 + \gamma, \beta - \lambda - n \end{matrix} \right],$$

можно получить, что начальный момент второго порядка $\langle a^2 \rangle$ равен

$$\langle a^2 \rangle_{nk} = \int_0^\infty a^2 \Psi_k^* \Psi_n da = \\ = \left(\frac{3}{\alpha} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{n! \Gamma^2 \left(\frac{2}{3} \right)}{\Gamma \left(\frac{1}{3} \right) \cdot \Gamma \left(\frac{2}{3} + k \right)} S_{nk},$$

$$\text{где } S_{nk} = \sum_{l=0}^n \frac{(-1)^l \Gamma \left(\frac{4}{3} + l \right)}{\Gamma \left(\frac{2}{3} + l \right) \Gamma \left(\frac{4}{3} - k + l \right) (n-l)!}.$$

Так как $v = \frac{2\pi}{T}$, то при $T \rightarrow \infty$

$$\frac{1}{T} \sum_v \rightarrow \frac{1}{2\pi} \int dv.$$

При $t \gg \omega^{-1}$, $\omega = \sqrt{\frac{3\pi}{2}} |U_0| G$ можно по-

ложить $\frac{1}{\pi} \frac{\sin[(v - \omega_{nk})t]}{(v - \omega_{nk})} = \delta(v - \omega_{nk})$. Тогда после интегрирования по v , найдем

$$P_{nk} = \frac{\mu^{\frac{2}{3}} g^2 m}{4M_p^2} \tilde{S}_{nk}^2,$$

где $\tilde{S}_{nk} = \frac{n!}{k!} \cdot S_{nk}$, $k > n$, $\mu = \frac{9M_p}{8\omega}$.

Компьютерный анализ, результаты которого представлены на рисунке, показывает, что $\max |\tilde{S}_{nk}| \approx 1$.

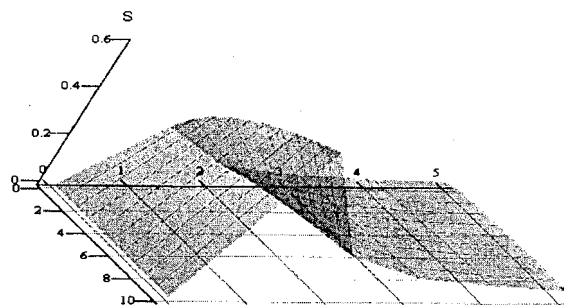


Рисунок. Зависимость модуля величины $\tilde{S}_{nk}$ от номеров квантовых состояний n и $k=n+j$, $n=0,1,\dots,10$, $j=1,5,\dots$

Из рисунка видно, что величина $|\tilde{S}_{nk}|$ максимальна при $k=n+1$, а ее максимальное значение медленно растет с ростом n , но быстро убывает с ростом j при любом n .

Полагая $g = \sqrt{\Lambda}$, $\Lambda = 8\pi G|U_0|$, $|U_0| = \lambda M_p^4$, $\lambda \approx 10^{-8}$, найдем оценку для вероятности

$$P_{nk} \approx 10^{34} \tilde{S}_{nk}^2 \approx 10^{34} c^{-1}.$$

Заключение

Исследованное в статье "излучение" гравитационного атома, можно интерпретировать как процесс рождения квантов скалярного поля, обладающих в лидирующем приближении ($k=n+1$) массой $m = \omega_{nk} = 4\omega (k-n) = 4\omega$. Аналогично можно рассмотреть процесс рождения квантов других полей. Таким образом, отрицательная энергия скалярного

потенциала $-U_0$ может количественно определять массу элементарных частиц, если предположить, что в различных пространственно-временных областях Вселенной (или в разных мини-вселенных) абсолютная величина постоянной составляющей скалярного потенциала $|U_0|$ различна.

Если же массу скалярных частиц m_ϕ отождествить с планковской массой M_p , то исследованный процесс спонтанного рождения квантов скалярного поля можно интерпретировать как процесс превращения первоначальной гравитационной постоянной $G_i = M_p^{-2}$ в современную гравитационную постоянную $G_f = M_p^{-2}$, где первоначальное значение планковской массы $M_p > M_p \approx 10^{-5}$ г.

Другими словами, эффективная частица массы M_p сбрасывает массу излучением элементарных частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Линде А.Д. Физика элементарных частиц и инфляционная космология. — М.: Наука, 1990. — С. 162–166.
2. Долгов А.Д., Зельдович Я.Б., Сажин М.В. Космология ранней Вселенной. — М.: Изд-во МГУ, 1988. — С. 116–117.
3. Ласуков В.В. Атомная модель ранней Вселенной // Изв. вузов. Сер. Физика. — 2003. — № 4. — С. 70–75.
4. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. Специальные функции. — М.: Наука, 1983. — С. 478.
5. Соколов А.А., Тернов И.М. Релятивистский электрон. — М.: Наука, 1974. — С. 147–153.

УДК 542.943.7:541.183.5:532.78:519.24

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО НЕКОТОРЫХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ НА ПОВЕРХНОСТИ

Н.В. Лепехина, В.Д. Абабий

Томский политехнический университет
E-mail: vinni@phtd.tpu.edu.ru

Проведено исследование методом Монте-Карло механизмов простых физико-химических процессов на поверхности: адсорбции, десорбции, рекомбинации атомов. Для теоретического описания статистического расчета составлены вероятностные уравнения. С помощью предложенных уравнений можно сопоставить стохастическую и кинетическую модели и определить константы скорости элементарных стадий через параметры модели Монте-Карло. В решениях вероятностных уравнений можно выделить величины, определяющие скорость роста концентрации адсорбата и стационарное значение концентрации.

Введение

Одним из наиболее интересных методов моделирования, приобретающим все большее значение в теоретических исследованиях является метод статистических испытаний или метод Монте-Карло. Этот метод широко используется в химии, в частности, при изучении кинетики адсорбции, десорбции, каталитических реакций на поверхности [1].

Обычно в машинном эксперименте ставится задача моделирования решения уравнения, описывающего процесс через макроскопические параметры. Сам механизм явления зачастую бывает скрыт за формализмом уравнения, а связь макроскопических параметров с микроскопическими завуалирована сложной математической процедурой усреднения по ансамблю. Метод Монте-Карло дает возможность