

2.9.3. Усредненный момент импульса хаотически блуждающего субъядрышка внутри ядра «электрона»

По мере хаотического движения субъядрышко постоянно меняет направление своего движения (рис. 2.9.1). Поэтому в рамках рассматриваемой модели оно должно постоянно обладать неким моментом импульса

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}, \quad (2.9.22)$$

где \mathbf{r} – расстояние от центра ядра «электрона» до субъядрышка.

$\mathbf{p} = \mathbf{v}\mu$ – мгновенное значение импульса субъядрышка.

Представим векторное уравнение (2.9.22) в компонентном виде

$$L_x = yp_z - zp_y, \quad L_y = zp_x - xp_z, \quad L_z = xp_y - yp_x. \quad (2.9.23)$$

При этом квадрат модуля момента импульса субъядрышка равен

$$L^2 = L_x^2 + L_y^2 + L_z^2. \quad (2.9.24)$$

С учетом квантово-механической процедуры (2.8.5) представим компоненты момента импульса субъядрышка (2.9.23) в виде операторов

$$\hat{L}_x = \frac{\hbar}{i} \left(y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad \hat{L}_y = \frac{\hbar}{i} \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right), \quad \hat{L}_z = \frac{\hbar}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right).$$

В сферической системе координат эти операторы имеют вид

$$\hat{L}_x = \frac{\eta_{cя}}{i} \left(\sin \varphi \frac{\partial}{\partial \theta} - \operatorname{ctg} \theta \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right),$$

$$\hat{L}_y = \frac{\eta_{cя}}{i} \left(\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \theta} - \operatorname{ctg} \theta \sin \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right),$$

$$\hat{L}_z = \frac{\eta_{cя}}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi}.$$

Оператор квадрата модуля момента импульса, соответствующий выражению (2.9.24) равен

$$\hat{L}^2 = \hat{L}_x^2 + \hat{L}_y^2 + \hat{L}_z^2 = -\eta_{cя}^2 \nabla_{\theta, \varphi}^2, \quad (2.9.25)$$

где

$$\nabla_{\theta, \varphi}^2 = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \quad (2.9.26)$$

С другой стороны в квантовой механике состояние субъядрышка, хаотически блуждающего в центрально симметричном поле $U(r)$, описывается обобщенным уравнением Шредингера вида (2.9.1)

$$i\eta_{cя} \frac{\partial \psi(r, t)}{\partial t} = -\frac{\eta_{cя}^2}{2\mu} \frac{\partial^2 \psi(r, t)}{\partial r^2} + U(r, t) \psi(r, t).$$

Для стационарной, изолированной системы имеем

$$\psi(r, t) = \psi(r) \exp \left\{ -i \left(\frac{Et}{\eta_{cя}} \right) \right\}.$$

При этом обобщенное уравнение Шредингера упрощается

$$\nabla^2 \psi + \frac{2\mu}{\eta_{cя}^2} [E - U(r)] \psi = 0. \quad (2.9.27)$$

В случае центрально симметричного поля $U(r)$ удобнее пользоваться сферическими координатами. Как известно, оператор Лапласа ∇^2 в сферических координатах имеет вид [30]

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\nabla_{\theta, \varphi}^2}{r^2}, \quad (2.9.28)$$

где

$$\nabla_{\theta, \varphi}^2 = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \quad (2.9.29)$$

Тождество (2.9.29) совпадает с оператором (2.9.26), поэтому оператор кинетической энергии блуждающего субъядрышка

$$\hat{E} = \frac{\hat{p}^2}{2\mu} = -\frac{\eta_{с\bar{a}}^2}{2\mu} \nabla^2 = -\frac{\eta_{с\bar{a}}^2}{2\mu} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{\eta_{с\bar{a}}^2}{2\mu} \frac{\nabla_{\theta, \varphi}^2}{r^2},$$

с учетом (2.9.25), может быть записан в виде

$$\hat{E} = \hat{E}_r + \frac{\hat{L}^2}{2\mu r^2},$$

где

$$\hat{E}_r = -\frac{\eta_{с\bar{a}}^2}{2\mu} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right).$$

Подставляя (2.9.28) в уравнение Шредингера (2.9.27) и, полагая

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R(r)Y(\theta, \varphi), \quad (2.9.30)$$

получим [30]

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \frac{2\mu}{\eta_{с\bar{a}}^2} [E - U(r)] = -\frac{1}{Y} \nabla_{\theta, \varphi}^2 Y. \quad (2.9.31)$$

Так как левая и правая части этого равенства зависят от различных независимых переменных, то по отдельности они должны быть равными одной и той же постоянной λ .

Таким образом, для радиальной функции $R(r)$ и сферической функции $Y(\theta, \varphi)$ имеем два уравнения [30]

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial R}{\partial r} \right) + \left\{ \frac{2\mu}{\eta_{сч}^2} [E - U(r)] - \frac{\lambda}{r^2} \right\} R = 0 \quad (2.9.32)$$

и

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} + \lambda Y = 0. \quad (2.9.33)$$

В уравнение (2.9.32) входит потенциальная энергия $U(r)$. Поэтому вид радиальных функций и собственные значения энергии определяются конкретным видом сферически симметричного поля, в котором блуждает субъядрышко.

Уравнение (2.9.33) для всех сферически-симметричных полей одинаково и допускает дальнейшее разделение переменных.

Полагая

$$Y(\theta, \varphi) = P(\theta) \Phi(\varphi), \quad (2.9.34)$$

и обозначая постоянную разделения через η^2 , для функций $P(\theta)$ и $\Phi(\varphi)$ находим следующие уравнения [30]

$$\frac{d^2 \Phi}{d\varphi^2} + \eta^2 \Phi = 0, \quad (2.9.35)$$

и

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{dP}{d\theta} \right) + \left(\lambda - \frac{1}{\sin^2 \theta} \right) P = 0. \quad (2.9.36)$$

Общее решение уравнения (2.9.35) имеет вид [30]

$$\Phi(\varphi) = Ae^{i\eta\varphi} + Be^{-i\eta\varphi}. \quad (2.9.37)$$

Из требования однозначности решения вытекает, что η должно быть любым положительным или отрицательным целым числом. Поэтому собственные функции уравнения (2.9.35) могут быть представлены формулой

$$\Phi_n(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\varphi}, \quad \text{где } (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (2.9.38)$$

Теперь рассмотрим уравнение (2.9.36). Перейдем к независимой переменной $\xi = \cos \theta$, при этом вместо (2.9.36) имеем [30]

$$\frac{d}{d\xi} \left((1 - \xi^2) \frac{dP}{d\xi} \right) + \left(\lambda - \frac{1}{1 - \xi^2} \right) P = 0. \quad (2.9.39)$$

Функция $P(\cos \theta)$ должна быть непрерывной и конечной при всех углах θ . Чтобы удовлетворить этому условию параметр λ должен быть равен [30]

$$\lambda = l(l + 1), \quad (2.9.40)$$

где l – неотрицательное целое число.

Решение уравнения (2.9.39) при этом может быть представлено в виде присоединенных функций Лежандра

$$P_l^m(\cos \theta) = \frac{d}{2^l l!} (1 - \xi^2)^{m/2} \frac{d^{l+m}}{d\xi^{l+m}} + (\xi^2 - 1)^l. \quad (2.9.41)$$

При заданном числе l число n может принимать лишь $2l + 1$ различных значений:

$$n = -l, -l + 1, \dots, l - 1, l. \quad (2.9.42)$$

Условие нормировки для функции ψ

$$\int \psi^* \psi \, dx dy dz = 1 \quad (2.9.43)$$

сводится к двум уравнениям

$$\int R^* R r^2 dr = 1, \quad \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} Y^* Y d\varphi = 1. \quad (2.9.44)$$

Запишем решения уравнения (2.9.33) следующим образом

$$Y_l^m(\theta, \varphi) = C_l^m e^{im\varphi} P_l^m(\cos \theta). \quad (2.9.45)$$

Воспользовавшись интегралами [30]

$$\int_0^{2\pi} e^{i(m-m')\varphi} d\varphi = 2\pi\delta_{mm'}, \quad (2.9.46)$$

$$\int_{-1}^1 P_l^m(x)P_{l'}^m(x)dx = \frac{2(l+m)!}{(2l+1)(l-m)!} \delta_{ll'}, \quad (2.9.47)$$

находим

$$C_l^n = \left[\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.9.48)$$

В результате с учетом условия нормировки (2.9.44) для (2.9.45) окончательно имеем [30]

$$Y_l^m(\theta, \varphi) = \left[\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!} \right]^{\frac{1}{2}} e^{im\varphi} P_l^m(\cos\theta). \quad (2.9.49)$$

Эти решения пригодны для описания усредненного орбитального движения хаотически блуждающего субъядрышка в окрестности центра ядра «электрона» для любого вида усредненного центрально симметричного поля $U(r)$.

В табл. 2.9.1 приведены выражения для ряда функций $Y_l^m(\theta, \varphi)$ и соответствующих им плотностей вероятности $|Y_l^m(\theta, \varphi)|^2$ [30].

Таблица 2.9.1

Состояние	Y_l^m	$ Y_l^m ^2$
$l=0, m=0$	$Y_0^0 = 1/\sqrt{4\pi}$	$ Y_0^0 ^2 = 1/(4\pi)$
$l=1, m=0$	$Y_1^0 = [3/(4\pi)]^{1/2} \cos\theta$	$ Y_1^0 ^2 = [3/(4\pi)] \cos^2\theta$
$l=1, m=+1$	$Y_1^1 = [3/(8\pi)]^{1/2} \sin\theta e^{i\varphi}$	$ Y_1^1 ^2 = [3/(8\pi)] \sin^2\theta$
$l=1, m=-1$	$Y_1^{-1} = [3/(8\pi)]^{1/2} \sin\theta e^{-i\varphi}$	$ Y_1^{-1} ^2 = [3/(8\pi)] \sin^2\theta$
$l=2, m=0$	$Y_2^0 = [5/(4\pi)]^{1/2} [(3/2)\cos^2\theta - 1/2]$	$ Y_2^0 ^2 = [5/(4\pi)] [(3/2)\cos^2\theta - 1/2]^2$
$l=2, m=2$	$Y_2^2 = [15/(32\pi)]^{1/2} \sin^2\theta e^{2i\varphi}$	$ Y_2^2 ^2 = [15/(32\pi)] \sin^4\theta$
$l=2, m=1$	$Y_2^1 = [15/(8\pi)]^{1/2} \sin\theta \cos\theta \cdot e^{i\varphi}$	$ Y_2^1 ^2 = [15/(8\pi)] \sin^2\theta \cos^2\theta$
$l=2, m=-1$	$Y_2^{-1} = [15/(8\pi)]^{1/2} \sin\theta \cos\theta \cdot e^{-i\varphi}$	$ Y_2^{-1} ^2 = [15/(8\pi)] \sin^2\theta \cos^2\theta$
$l=2, m=-2$	$Y_2^{-2} = [15/(32\pi)]^{1/2} \sin^2\theta e^{-2i\varphi}$	$ Y_2^{-2} ^2 = [15/(32\pi)] \sin^4\theta$

На рис. 2.9.8 приведены плотности углового распределения $|Y_l^m(\theta, \varphi)|^2$ места нахождения субъядрышка в окрестности центра ядра «электрона» при различных значениях орбитального l и магнитного m квантовых чисел.

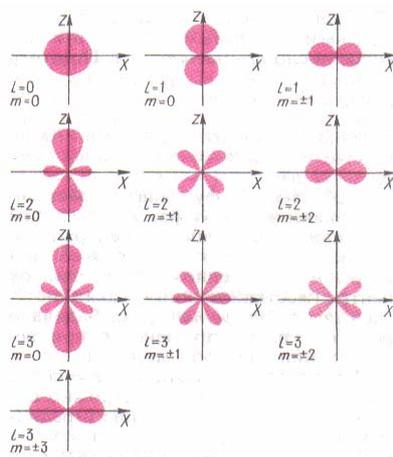


Рис. 2.9.8. Вид функций $|Y_l^m(\theta, \varphi)|^2$ при различных значениях l и m

Различные конфигурации вероятностного распределения места нахождения субъядрышка при различных значениях трех квантовых чисел n , m и l показаны на рис. 2.9.9.

Еще раз обратим внимание на то, что изучая метрико-динамическую структуру и возможные конфигурации внутренности ядра «электрона», мы отчасти познаем структуру и возможные квантовые состояния любой локальной сущности, находящейся внутри замкнутого пространства.

С таким же успехом математический аппарат квантовой механики

может быть применен к изучению дрожания ядра биологической клетки, или шевелений эмбриона в чреве матери и т. п.

Четыре квантовых числа:

$$\begin{matrix} n & l & m & s \\ \hbar & m & l & n \end{matrix} \quad (2.9.50)$$

определяют масштаб и конфигурацию состояния каждой локальной сущности во Вселенной.

Еврейская Каббала (Внутренняя ТОРА) содержит Предание, что наша Вселенная подобна Материнской Утробе, в которой развивается эмбрион Космического Человека (см. рис. 2.9.10).



Рис. 2.9.9. Различные конфигурации вероятностного распределения места нахождения субъядрышка при различных значениях квантовых чисел m, l, n

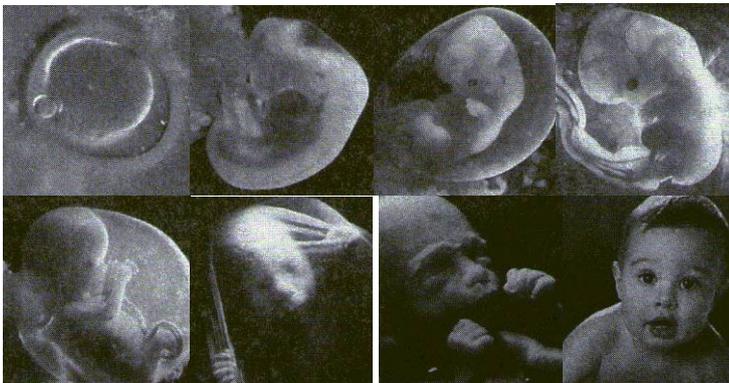
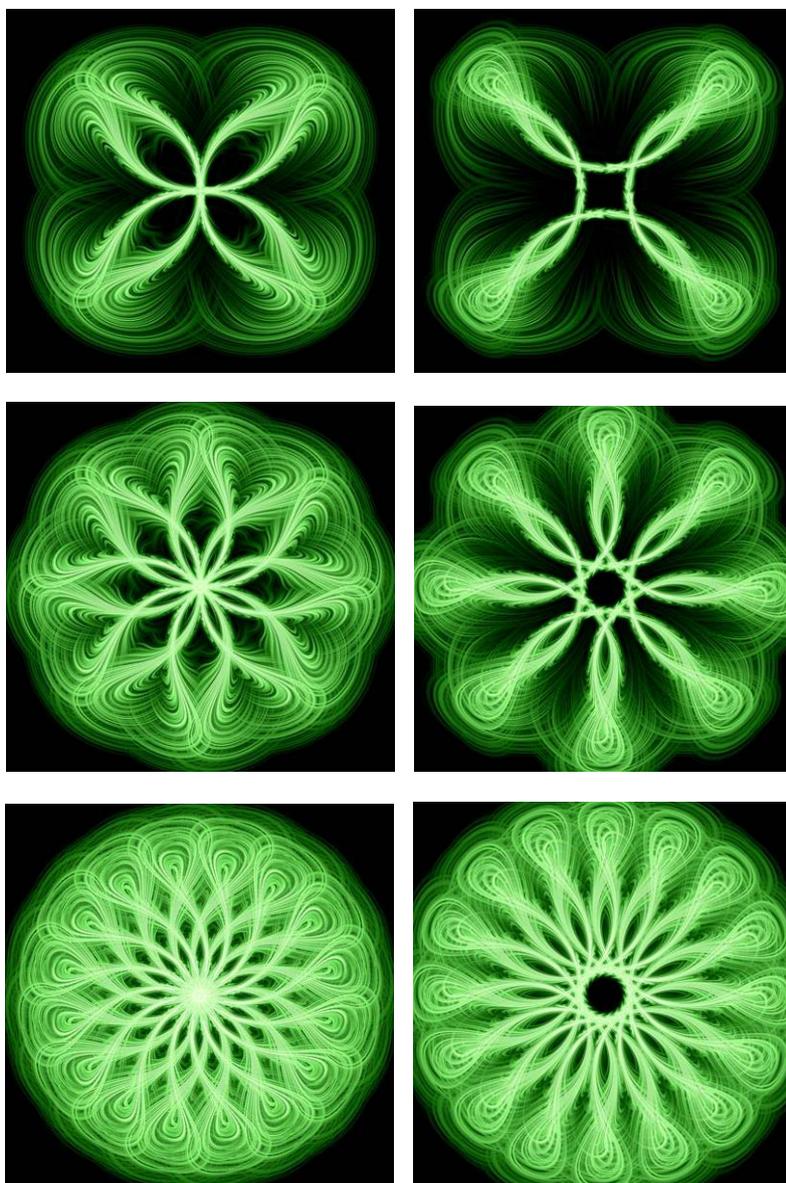


Рис. 2.9.10. Этапы перестройки внутренней структуры Вселенной подобны этапам развития эмбриона в чреве матери



<http://demiart.ru/>

Иллюстрации конфигураций усредненных траекторий движения внутреннего субъядрышка в различных возбужденных состояниях

Из диаграмм на рис. 2.9.8 видно, что различные усредненные конфигурации внутренней структуры ядра «электрона» описываются четными функциями $|\Upsilon_1^m(\theta, \varphi)|^2$. Это соответствует принципам раскрытия четырехбуквенного Непроизносимого Имени ТВОРЦА **ה-ו-ה-י** (АДОНАЙ) (см. оранжевую Алсигну [8,9]).

С другой стороны любой эмбрион «пятиконечен», что обусловлено спецификой петель и узлов субконт-антисубконтных токов внутри сферически-замкнутого объема вакуума, и отвечает Великому пятибуквенному Имени Единой ОСНОВЫ Бытия **א-ל-ה-י-ם** (ЭЛОГ'ИМ).

При возбуждении ядро «электрона» может перейти в другое усредненное метрико-динамическое состояние. Также и наша Вселенная способна перейти на следующий дискретный Уровень Своего Развития с кардинальным изменением Ее внутренней топологической структуры и динамической конфигурации многоуровневого и многослойного Бытия. Все в мироздании развивается в зависимости от этапов Раскрытия Кода Упакованного в различных вариантах соединения Имен Исходного ЕДИНСТВА

א-ל-ה-י-ם ה-ו-ה-י

ЭЛОГ'ИМ

АДОНАЙ

(2.9.51)

יתגדל ויתקדש שמה רבא

(Да Возвеличится и Осветится Великое Имя ЕГО)

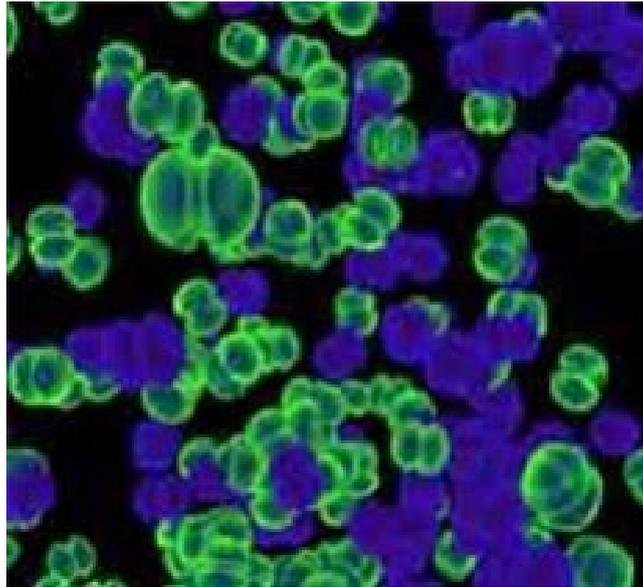
Потрясающее Великолепие и многоликость переплетенных токов и гармония топологических конфигураций многоуровневого Мироздания повергает наш рассудок в благоговейный трепет перед Торжеством Б-ЖЕСТВЕННОГО МОГУЩЕСТВА, да будет прославляемо и благословляемо Великое Имя ЕГО!

Если Наука будет держаться ТОРЫ, Дарованной нам Самим ТВОРЦОМ этого Мира, то горизонты ее возможностей распространятся на немислимые Высоты и Глубины, а познание приобретет статус Веры. Как сказано: «Авраам поверил ГОСПОДУ, и ОН Вменил ему это в праведность» (Бытие, 15: 6).



www.fotki.yandex.ru

И «Помни, что сделал тебе Амалек!», как помнит Амалек завещание Эсава: «Когда увидишь, что Израиль не живет в соответствии с Законами ТОРЫ, – напади на него» (Рефидим).



<http://images.yandex.ru/>



www.teenproblem.net