

О роли граничных условий в теории ядерных β -процессов при низких энергиях

Ю.Л. Ратис

*Институт энергетики специального назначения, Россия,
Самара*

Ключевые слова: нейтрон, нейтроний, экзотический атом, электрон, электрослабый резонанс, гамильтониан, электронный захват

Аннотация

В настоящем обзоре суммированы результаты, полученные в работах [1]-[15], относящиеся к проблеме образования метастабильного состояния с квантовыми числами нейтрино и нейтрона (в авторской терминологии - «экзоатом нейтроний»). Показано, что это состояние не является связанным состоянием указанных частиц, а представляет собой экзотический электрослабый резонанс в сечении неупругого рассеяния электрона на атоме водорода (реакции вынужденного экзотического электронного захвата, сопровождающегося не вылетом нейтрино, а его задержкой внутри составной лептон-барионной системы, обусловленной наличием чрезвычайно узкого резонанса в сечении упругого $e\nu$ -рассеяния с образованием промежуточного νd -состояния).

Учитывая, что в таких экзотических системах ни одна из образующих ее квазичастиц не лежит на массовой поверхности, предложено называть подобные состояния квази-связанными.

Указано на наличие взаимосвязи симметрий Стандартной Модели электрослабого взаимодействия со структурой электронных оболочек атомов химических элементов.

Приведена оценка времени жизни нейтрония $\tau_{n_\nu} \sim 10 \mu s$ [15].

1. Введение

Во избежание разночтений во Введении настоящего обзора приведены определения, обозначения и перечислены основные особенности электрослабого взаимодействия при сверхнизких энергиях

Уравнение Дирака для свободного электрона в системе единиц $\hbar = c = 1$ гласит:

$$(\hat{p} - m_e)\psi = 0 \quad (1)$$

где $\hat{p} = i\hat{\partial}$ - оператор 4- импульса электрона, m_e - масса электрона.

При наличии внешнего электромагнитного поля уравнение (1) принимает вид:

$$(\hat{p} - e\hat{A} - m_e)\psi = 0, \quad (2)$$

где e - заряд электрона, а \hat{A} - оператор 4- потенциала электромагнитного поля [16] - [18]. В формулах (1), (2) использованы обозначения (см. [16] - [18] и пр.):

$$\hat{A} = \gamma^\mu A_\mu = g_{\mu\nu} \gamma^\mu A^\nu = \gamma^0 A^0 - \vec{\gamma} \cdot \vec{A} = \gamma^0 A^0 - \gamma^i A_i, \quad (3)$$

где

$$\hat{\partial} = \gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} = \gamma^0 \frac{\partial}{\partial x^0} + \vec{\gamma} \cdot \nabla, \quad (4)$$

греческие (латинские) индексы пробегает значения 0,1,2,3 (1,2,3), причем в системе единиц $\hbar = c = 1$ время $t \equiv x^0$ имеет размерность длины. Матрицы Дирака γ^μ в формулах (4), (5) и их комбинации выражаются через стандартные матрицы Паули [19]:

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^0 = \gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^5 = \gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

В теории Дирака также присутствуют линейно независимые матрицы

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu), \quad \gamma^\mu\gamma^5, \quad (6)$$

образующие вместе с матрицами (5) базис в пространстве матриц 4×4 .

Матрица γ^0 эрмитова ($\gamma_0^+ = \gamma_0$), а матрицы γ^i - антиэрмитовы ($\gamma_i^+ = -\gamma_i$), причем $(\gamma^i)^2 = -1$. Матрицы Дирака подчиняются антикоммутационным соотношениям

$$\gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}, \quad (7)$$

где $g^{\mu\nu}$ - метрический тензор:

$$g^{00} = g_{00} = 1; \quad g^{ik} = g_{ik} = -\delta_{ik}; \quad i, k = 1, 2, 3. \quad (8)$$

Вектор-потенциал электромагнитного поля A^μ подчиняется уравнению:

$$\frac{\partial^2 A^\mu}{\partial t^2} - \nabla^2 A^\mu = 4\pi j^\mu(x), \quad (9)$$

где $j^\mu(x)$ - 4- вектор плотности тока.

Процессы с участием электронов, нейтрино и кварков в квантовой теории поля описываются в рамках стандартной модели (СМ) электрослабого взаимодействия. Эта модель базируется на калибровочной группе $SU(2) \times U(1)$ с калибровочными бозонами W_μ^i , $i = 1, 2, 3$ и B_μ для $SU(2)$ и $U(1)$ полей, и константами связи g и g' .

В силу специфики решаемой задачи нас будет интересовать только фермионный сектор СМ. Левые фермионные поля $\psi_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}$, $\psi_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}$ i - го поколения фермионов преобразуются как дублеты при $SU(2)$ - преобразованиях, причем $d_i' = \sum_j V_{ij} d_j$, где V_{ij} - матрица смешивания Кабиббо – Кобаяши - Масакава. Правые поля представляют собой $SU(2)$ - синглет.

Минимальная модель электрослабого взаимодействия содержит три поколения фермионов и один комплексный хиггсовский дублет $\phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ [20].

В СМ лагранжиан фермионного поля со спонтанно нарушенной калибровочной симметрией имеет вид[20]:

$$L_F = \sum_i \bar{\psi}_i \left(i\hat{\partial} - m_i - \frac{gm_i H}{2m_W} \right) \psi_i - \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \psi_i - \\ - e \sum_i q_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i A_\mu - \frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (g_V^i - ig_A^i \gamma^5) \psi_i Z_\mu \quad (10)$$

Список обозначений и численные значения констант в лагранжиане(10) см. в [20]¹.

¹ Лагранжиан (10) и гамильтониан (11) приведены в обозначениях, принятых в квантовой теории поля. Все ВФ в этих выражениях являются операторами (q - числами), действующими на $|in\rangle$ и $|out\rangle$ состояния.

Масса W - бозона велика по сравнению с массой нуклона ($m_W \sim 80 \text{ GeV}$) [20]. Поэтому в интересующей нас области низких энергий слабое взаимодействие является локальным, и можно ограничиться рассмотрением экзотических электрослабых процессов в приближении универсального взаимодействия Ферми (УВФ) и $V - A$ взаимодействия [17]. В этом приближении гамильтониан слабого взаимодействия имеет вид [17]:

$$H' = \frac{G}{\sqrt{2}} \int J_\mu^+(\vec{r}) \cdot \hat{G}^{\mu\lambda}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot J_\lambda(\vec{r}') d\vec{r} d\vec{r}' \quad (11)$$

где G - константа связи слабого взаимодействия, $J_\lambda(\vec{r})$ - слабый ток, а $\hat{G}^{\mu\lambda}(\vec{r}, \vec{r}')$ - пропагатор. Локальность УВФ означает, что

$$\hat{G}^{\mu\lambda}(\vec{r}, \vec{r}') = g^{\mu\lambda} \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (12)$$

В соответствии с этим

$$H' = \frac{G}{\sqrt{2}} \int g^{\mu\lambda} J_\mu^+(\vec{r}) J_\lambda(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (13)$$

Структура слабого тока $J_\lambda(\vec{r})$ надежно установлена (см., например, в [17]).

Для описания слабых процессов в ядерной физике используют редуцированный гамильтониан $h'(\vec{r})$, в котором состояния нуклонов описываются нерелятивистскими волновыми функциями (ВФ). Явный вид такого гамильтониана приведен в [17]:

$$h'(\vec{r}, t) = \frac{G}{\sqrt{2}} g_{\mu\lambda} [j_N^\mu(\vec{r}, t)]^+ j_w^\lambda(\vec{r}, t) + h.c., \quad (14)$$

где $j_l^\lambda(\vec{r}, t)$ - лептонный слабый ток, $j_N^\mu(\vec{r}, t)$ - нуклонный слабый ток:

$$\begin{cases} j_l^\lambda(\vec{r}, t) = (\bar{\psi}_e(\vec{r}) \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) \psi_\nu(\vec{r})) \cdot \exp(-i(\varepsilon_\nu - \varepsilon_e)t) \\ j_N^\mu(\vec{r}, t) = (\bar{\psi}_n(\vec{r}) [\tilde{f}_1 \boldsymbol{\gamma}^\mu + \tilde{f}_2 \boldsymbol{\sigma}^{\mu\rho} k_\rho + (\tilde{g}_1 \boldsymbol{\gamma}^\mu + \tilde{g}_2 k^\mu) \boldsymbol{\gamma}_5] \psi_p(\vec{r})) \cdot \exp(-i(\varepsilon_p - \varepsilon_n)t) \end{cases} \quad (15)$$

Формфакторы $\tilde{f}_1, \tilde{g}_1, \tilde{f}_2, \tilde{g}_2$ введены в (15) для учета влияния сильного взаимодействия на нуклонный слабый ток; «жирные» матрицы Дирака $\boldsymbol{\gamma}^\lambda$ действуют в «пространстве нуклонов», а «обычные» матрицы γ^λ - в «пространстве лептонов» [17].

Нас интересуют лишь разрешенные переходы. В соответствии с этим отбросим в гамильтониане (14) малые члены порядка k/m_N и kR , где m_N - масса нуклона. В этом приближении нуклонный слабый ток принимает вид:

$$j_N^\mu(\vec{r}, t) = (\bar{\psi}_n(\vec{r}) [\tilde{f}_1 + \tilde{g}_1 \boldsymbol{\gamma}_5] \boldsymbol{\gamma}^\mu \psi_p(\vec{r})) \cdot \exp(-i(\varepsilon_p - \varepsilon_n)t), \quad (16)$$

Свободные лептоны (электрон и нейтрино) описываются ВФ

$$\psi_l(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \cdot \exp(i\vec{k}_l \vec{r}) u_{m_l}(\vec{k}_l). \quad (17)$$

При $V = (2\pi)^3$ волновые функции (17) нормированы на δ - функцию:

$$\langle \psi_{l'}(\vec{r}) | \psi_l(\vec{r}) \rangle = \delta(\vec{k}_l - \vec{k}_{l'}) \delta_{m_l m_{l'}} \quad (18)$$

Это означает, что

$$(u_{m_l}^+(\vec{k}_l) u_{m_l}(\vec{k}_l)) = \delta_{m_l m_{l'}} \quad (19)$$

Нормировке (19) соответствует дираковский биспинор

$$u_{m_l}(\vec{k}) = \left(\frac{\varepsilon + m_l}{2\varepsilon} \right)^{1/2} \begin{pmatrix} \chi_{m_l} \\ \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{k})}{\varepsilon + m_l} \chi_{m_l} \end{pmatrix}, \quad (20)$$

Рассмотрим уравнение Дирака для орбитального электрона в водородоподобном ионе. В отсутствии магнитного поля $\vec{A} = 0$, $A^0 = \varphi$, $e\varphi = V(r) < 0$:

$$[i(\gamma_0 \frac{\partial}{\partial t} + \vec{\gamma} \cdot \nabla) - \gamma_0 V(r) - m_e] \Psi = 0 \quad (21)$$

где

$$\Psi(\vec{r}, t) = \exp(-i\varepsilon_e t) \psi(\vec{r}) \quad (22)$$

Из (21), (22) следует, что

$$[i\vec{\gamma} \cdot \nabla + (\varepsilon_e - V(r))\gamma_0 - m_e] \psi = 0 \quad (23)$$

т.е., задача на СЗ имеет вид:

$$[-i\gamma_0 \vec{\gamma} \cdot \nabla + V(r) + \gamma_0 m_e] \psi = \varepsilon_e \psi \quad (24)$$

В результате несложных преобразований уравнение (24) приводится к виду:

$$\left\{ -i\gamma_5 (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}) \gamma_5 \left[\frac{\partial}{\partial r} - \frac{\gamma_0 \cdot \hat{K} - 1}{r} \right] + V(r) + \gamma_0 m_e \right\} \psi = \varepsilon_e \psi \quad (25)$$

где \hat{K} - оператор Дирака

$$\hat{K} = \gamma_0 \cdot [(\vec{\sigma} \cdot \vec{L}) + 1] \quad (26)$$

а \vec{L} - оператор углового момента

$$\vec{L} = -i[\vec{r} \times \nabla] \quad (27)$$

Релятивистскую ВФ орбитального электрона можно представить в виде:

$$\psi_{j m_j}^k(\vec{r}) = \begin{pmatrix} g_k(r) \chi_{l j m_j}^k \\ i f_{-k}^k(r) \chi_{l' j m_j}^{-k} \end{pmatrix} \quad (28)$$

где

$$\chi_{l j m_j}^k(\vartheta, \varphi) = \sum_{m_l, \sigma} C_{m_l, 1/2\sigma}^{j m_j} Y_{l m_l}(\vartheta, \varphi) \chi_{\sigma}, \quad (29)$$

Шаровые спиноры Паули $\chi_{l j m_j}^k(\vartheta, \varphi)$ являются собственными функциями (СФ) оператора квадрата полного момента \hat{j}^2 , оператора проекции момента \hat{j}_z и оператора \hat{K}_2

$$\hat{K}_2 = (\vec{\sigma} \cdot \vec{L}) + 1, \quad (30)$$

а именно:

$$\begin{cases} \hat{j}^2 \chi_{l j m_j}^k(\vartheta, \varphi) = j(j+1) \chi_{l j m_j}^k(\vartheta, \varphi) \\ \hat{j}_z \chi_{l j m_j}^k(\vartheta, \varphi) = m_j \chi_{l j m_j}^k(\vartheta, \varphi) \\ \hat{K}_2 \chi_{l j m_j}^k(\vartheta, \varphi) = -k \chi_{l j m_j}^k(\vartheta, \varphi) \end{cases}, \quad (31)$$

причем $l = \kappa$ при $k > 0$ и $l = \kappa - 1$ при $k < 0$, где $\kappa = |k|$, $j = \kappa - 1/2$.

Прямым вычислением несложно показать, что

$$\begin{cases} \chi_{l' j m_j}^{-k} = -(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}) \chi_{l j m_j}^k \\ \chi_{l j m_j}^k = -(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}) \chi_{l' j m_j}^{-k} \end{cases} \quad (32)$$

Подставляя (32) в (25) перейдем к системе уравнений для ВФ $g_k(r)$ и $f_{-k}(r)$:

$$\begin{cases} \left[\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right] g_k(r) + \frac{k}{r} g_k(r) = [\varepsilon_e - V(r) + m_e] f_{-k}(r) \\ \left[\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right] f_{-k}(r) - \frac{k}{r} f_{-k}(r) = -[\varepsilon_e - V(r) - m_e] g_k(r) \end{cases} \quad (33)$$

Для состояний дискретного спектра радиальные ВФ f_{-k} и g_k нормированы условием:

$$\int_0^{\infty} dr r^2 [f_{-k}^2(r) + g_k^2(r)] = 1. \quad (34)$$

Если потенциал $V(r)$ не имеет особенностей при $r = 0$, то из (33) с очевидностью следует, что при $k = -1$ выполняется условие

$$\lim_{r \rightarrow 0} f_1(r) = 0. \quad (35)$$

В дальнейшем нам потребуется гамильтониан перехода $ep \leftrightarrow n_\nu$. Для того, чтобы построить такой гамильтониан, необходим анализ структуры слабого лептонного тока и оценка связанной с этим перенормировки слабого нуклонного тока.

В ядерной физике и в физике элементарных частиц подробно исследован случай

$$\begin{cases} \psi_e(\vec{r}) = V^{-1/2} \cdot \exp(i\vec{k}_e \vec{r}) u_e(\vec{k}_e) \\ \psi_\nu(\vec{r}) = V^{-1/2} \cdot \exp(i\vec{k}_\nu \vec{r}) u_\nu(\vec{k}_\nu) \end{cases} \quad (36)$$

где V - нормировочный объем. Например, слабый ток (15) с ВФ (36) описывает распад нейтрона и β^- - активных ядер. Весьма подробно исследован электронный захват, которому соответствуют ВФ:

$$\begin{cases} \psi_e(\vec{r}) = \begin{pmatrix} g_k(r) \chi_{lm_j}^k \\ i f_{-k}(r) \chi_{l'm_j}^{-k} \end{pmatrix} \\ \psi_\nu(\vec{r}) = V^{-1/2} \cdot \exp(i\vec{k}_\nu \vec{r}) u_\nu(\vec{k}_\nu) \end{cases} \quad (37)$$

На сегодняшний день никто не анализировал случай, когда ВФ в (15) имеют вид:

$$\begin{cases} \psi_e(\vec{r}) = V^{-1/2} \cdot \exp(i\vec{k}_e \vec{r}) u_e(\vec{k}_e) \\ \psi_\nu(\vec{r}) = \begin{pmatrix} g_k(r) \chi_{lm_j}^k \\ i f_{-k}(r) \chi_{l'm_j}^{-k} \end{pmatrix} \end{cases} \quad (38)$$

Формальным основанием для «запрета» граничных условий (38) послужил тот факт, что комптоновская длины волны нейтрино намного больше «размеров» нейтрона $\lambda_C^{(\nu)} \gg r_N \approx 0.86 \text{ fm}$, и формально нейтрино «не помещается» в нейтроне. Но приведенная комптоновская длина волны электрона также удовлетворяет условию $\lambda_C^{(e)} \approx 386 \text{ fm} \gg r_N$. Однако это обстоятельство никак не повлияло на существование электронного захвата, поскольку волновые функции орбитального электрона и ядра перекрываются.

Кроме того, лагранжиан СМ (10) содержит электрон и нейтрино, как левый $SU(2)$ -дублет. Это означает, что нейтрино является «электрически нейтральным электроном», масса которого составляет доли электрон-вольта [17]. Поэтому вывод о том, что граничные условия (38) для нейтринозапрещены, представляется преждевременным.

Целью настоящей работы является обоснование этого утверждения.

2. Принцип неопределенности Гейзенберга и граничные условия для β - процессов

В основе квантовой механики лежит соотношение неопределенности Гейзенберга $\Delta p \cdot \Delta x \geq \hbar$, (39)

а в качестве оценки неопределенности координат частицы всегда используется радиус потенциала [21]. В неглубоком короткодействующем потенциале отсутствуют дискретные уровни. Причину этого ограничения демонстрирует Таблица 1 [21].

Таблица 1

Частица в прямоугольной потенциальной яме шириной a и глубиной U_0

Одномерная яма	Двумерная яма	Трехмерная яма
$\frac{d^2 u}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(x)]u = 0$	$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\psi}{dr} \right) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(r)]\psi = 0$	$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\psi}{dr} \right) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(r)]\psi = 0$
$\begin{cases} u(x) = A \cos Kx & x \leq a/2 \\ u(x) = \exp(-\kappa x) & x > a/2 \end{cases}$	$\begin{cases} \psi(r) = A J_0(Kr) & r \leq a \\ \psi(r) = H_0^{(1)}(i\kappa r) & r > a \end{cases}$	$\begin{cases} u(r) = A \sin Kr & r \leq a \\ u(r) = \exp(-\kappa r) & r > a \end{cases}; \psi = \frac{u}{r}$
$\kappa = K \cdot \text{tg}(Ka/2)$	$[a \ln(\kappa a)]^{-1} \approx -K^2 a/2$	$K \cdot \text{ctg} Ka = -\kappa$
$E \approx -\frac{ma^2}{2\hbar^2} U_0^2$	$E \sim -\frac{\hbar^2}{ma^2} \exp\left[-\frac{2\hbar^2}{ma^2 U_0}\right]$	$K_0 a > \frac{\pi}{2} \Rightarrow U_{0\text{min}} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{8ma^2}$
$\delta p_x = \hbar K, \delta x_w \delta p_x \ll \hbar, \delta x_w \sim a$ $\delta x_e \delta p_x \geq \hbar/2, w \equiv \text{wall}, e \equiv \text{exact}$	$\delta p_x = \hbar K, \delta x_w \delta p_x \ll \hbar, \delta x_w \sim a$ $\delta x_e \delta p_x \geq \hbar/2, w \equiv \text{wall}, e \equiv \text{exact}$	$\delta x_w \delta p_x \geq \pi \hbar/2 > \hbar/2$

В таблице 1 использованы общепринятые обозначения [21]. Таблица 1 ясно иллюстрирует тот факт, что оценки, «запрещающие» ВФ нейтрино обращаться в ноль при $r \rightarrow \infty$ связаны с тем, что была произведена банальная подмена понятий: условие $\lim_{r \rightarrow \infty} \psi(r) = 0$ было отождествлено с условием образования связанного состояния (дискретного уровня в трехмерной потенциальной яме). Другими словами, принципиально многочастичная задача, начиная с момента открытия нейтрона, и первых работ Ферми, посвященных проблеме нейтрино и теории β - распада, рассматривалась в одночастичном приближении. Пренебрежение связью каналов $ep \leftrightarrow \nu n$ (потенциалом $V_{ep \leftrightarrow \nu n}$) при рассмотрении задачи о взаимодействии нейтрино с нейтроном, наряду с другими, не менее важными причинами, привело к тяжелой концептуальной ошибке.

В приложении теории рассеяния к задачам анализа ядерно-физических данных решение многочастичных задач в одночастичном приближении традиционно сводится к построению оптического потенциала, позволяющего учесть наличие неупругих каналов реакции на феноменологическом уровне. То есть, одночастичные оценки при анализе многочастичных систем необходимо производить с учетом возможности перехода частиц в начальном состоянии в различные каналы реакции [22].

3. Связь каналов и оптическая модель упругого рассеяния

Для выявления основных особенностей описания рассеяния нуклонов на ядрах в рамках оптической модели ограничимся нерелятивистским приближением.

Радиальное уравнение Шредингера (УШ) в этом случае гласит:

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r) - iW(r))u = 0. \quad (40)$$

Комплексный потенциал в УШ (40) позволят моделировать многочастичную систему в одночастичном приближении. Вместо того чтобы решать многомерную задачу с учетом

связи каналов, для расчета сечения упругого рассеяния достаточно ограничиться приближением оптической модели.

В случае прямоугольной потенциальной ямы:

$$\begin{cases} V(r) = -V_0 & r \leq a \\ V(r) = 0 & r > a \end{cases} \quad \begin{cases} W(r) = -W_0 & r \leq a \\ W(r) = 0 & r > a \end{cases} \quad (41)$$

Решение уравнения (40) имеет вид

$$\begin{cases} u(r) = A \sin Kr & r \leq a \\ u(r) = \exp(ikr) & r > a \end{cases} \quad (42)$$

где

$$\begin{cases} k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E \\ K^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E + V_0 + iW_0) \end{cases} \quad (43)$$

Условие появления резонанса в комплексной потенциальной яме имеет вид

$$K \cdot \operatorname{ctg} Ka = ik. \quad (44)$$

Решение уравнения (44) в области низких энергий $E \ll V_0$ имеет вид [23]:

$$K_0 a \approx \pi / 2, \quad (45)$$

$$\text{где } K_0 \equiv \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} V_0}, \quad \Gamma \approx \frac{2\hbar^2}{ma^2} k_0 a, \quad k_0 \equiv \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E_0}.$$

Оптическая модель упругого рассеяния нуклонов замечательна не только тем, что позволяет в одночастичном приближении учитывать влияние связи каналов, но и тем, что дает ключ к пониманию природы перенормировки массы нуклона внутри ядра (т.е., нуклона, движущегося в потенциале, зависящем от скорости). Поясним это утверждение.

Рассмотрим оптический потенциал, вещественная часть которого имеет форму Вудса-Саксона [23], [24], [25]

$$U(r, \varepsilon) = V(\varepsilon) \cdot f(r) \quad (46)$$

где

$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp[(r - R_A) / a_0]} \quad (47)$$

Для средних и тяжелых ядер параметры потенциала Вудса-Саксона хорошо известны: $R_A = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1.25 \text{ fm}$, $a_0 = 0.65 \text{ fm}$, $V(\varepsilon) \approx V_0 - \eta\varepsilon \approx 52 - 0.3\varepsilon \text{ [MeV]}$ [23].

Проанализируем движение нуклона в потенциале (46) с точки зрения соответствия оптической модели упругого рассеяния и теории конечных ферми-систем (ТКФС) [24], в рамках которой подробно изучен эффект перенормировки массы нуклонов в ядрах.

Уравнение Шредингера в этом случае имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U(r, \varepsilon) \psi = \varepsilon \psi \quad (48)$$

Учитывая, что при $r \rightarrow \infty$, $f(r) \rightarrow 0$, а состояния непрерывного спектра имеют энергию $\varepsilon > 0$, представим (48) в виде

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*(r)} \nabla^2 \psi + \tilde{U}(r, 0) \psi = \varepsilon \psi \quad (49)$$

где перенормированный потенциал

$$\tilde{U}(r, 0) = V_0 \cdot f(r) \cdot [1 + \eta f(r)]^{-1} \quad (50)$$

не зависит от энергии, зато масса становится функцией координат, что физически можно трактовать, как перенормировку массы нуклона внутри ядра, причем перенормированная масса связана с массой нуклона в вакууме очевидным соотношением

$$m^*(r) = m \cdot [1 + \eta f(r)]^{-1}. \quad (51)$$

Для тяжелых ядер

$$[m^*(r) / m]_{r \ll R_A} \approx 0.77 \quad (52)$$

в хорошем согласии с результатами расчетов в рамках теории конечных ферми-систем ТКФС [24]. Таким образом, в рамках оптической модели, как и в ТКФС, учтен эффект перенормировки массы при переходе нуклона из вакуума в ядро.

4. Квазисвязанные состояния в нерелятивистской квантовой механике.

Оптическая модель позволяет описать не только упругое рассеяние нуклонов на ядрах, но и квазистационарные квазисвязанные состояния частиц (например, уровни энергии электронов в возбужденных атомах).

В отличие от состояний непрерывного спектра, энергия таких состояний имеет мнимую часть $\text{Im } E < 0$, причем $\text{Re } E < 0$.

Волновой вектор k квазисвязанной нерелятивистской частицы связан с ее энергией соотношением

$$k^2 \equiv (k_1 + ik_2)^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E - i\Gamma / 2), \quad (53)$$

из которого следует, что

$$k_1^2 + 2ik_1k_2 - k_2^2 \equiv \varepsilon - i\gamma \quad (54)$$

Таким образом, для квазистационарных квазисвязанных состояний в нерелятивистской квантовой механике волновой вектор частицы удовлетворяет соотношениям:

$$k_1k_2 < 0, \quad |k_2| > |k_1| \quad (55)$$

Волновая функция такого состояния комплексна, а плотность потока отлична от нуля

$$j = \frac{\hbar \text{Re } k}{m} \exp(-2 \text{Im } kr) \quad (56)$$

Согласно (56) $\text{Im } kr < 0$, следовательно, волновая функция такого состояния оказывается «вытолкнутой» из ямы, а само состояние является делокализованным. Это означает, что

$$(\delta x)^2 = \int_{-\infty}^{\infty} x^2 |\psi|^2 dx = \infty \quad (57)$$

Интеграл (57) расходится, а неопределенность координаты x бесконечно велика.

Ранее уже упоминалось, что в нерелятивистской квантовой теории состояния с $\text{Re } E < 0, \text{Im } E < 0$ часто встречаются в атомной физике. В таких квазистационарных квазисвязанных состояниях находятся электроны в возбужденных атомах, но на это никогда не обращают внимания, поскольку при распаде таких состояний происходит либо испускание фотона, либо вылет Оже-электронов, т.е. обычные электромагнитные процессы. Кроме того, в атомной физике неравенство (55) нередко нарушается, поскольку задача о девозбуждении многоэлектронного атома обычно решается в приближении самосогласованного поля, мнимая часть энергии считается равной нулю ($\text{Im } E = 0$), и никаких проблем, связанных с условием $k_1k_2 < 0$, просто не возникает.

В ядерной физике аналогичные квазистационарные квазисвязанные состояния, имеющие конечное время жизни, и способные распасться без испускания фотонов или вылета электронов внутренней конверсии,- это состояния квазичастиц (квазинуклонов) в теории конечных ферми-систем [24]. Трудности, связанные с наличием мнимой части у энергии квазичастиц при переходе от ТКФС к оболочечной модели ядра традиционно

преодолевают, пренебрегая перенормировкой массы нуклонов внутри ядра и конечностью времени жизни квазичастиц [23], [24].

5. Оптическая модель квазисвязанного состояния в релятивистском случае

Покажем, что для квазистационарного состояния граничное условие

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \psi_\nu(r) = 0 \quad (58)$$

соответствует квазисвязанному состоянию квазинейтрино и квазинейтрона.

Рассмотрим движение квазинейтрино в центральном оптическом потенциале $V(r)$. Система уравнений для радиальных ВФ квазинейтрино имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial g_k(r)}{\partial r} + \frac{1+k}{r} g_k(r) = [E - V(r) + \widehat{m}_\nu(r)] f_{-k}(r) \\ \frac{\partial f_{-k}(r)}{\partial r} + \frac{1-k}{r} f_{-k}(r) = -[E - V(r) - \widehat{m}_\nu(r)] g_k(r) \end{cases} \quad (59)$$

Зависимость $\widehat{m}_\nu = \widehat{m}_\nu(r)$ введена для того, чтобы учесть, что масса квазинейтрино в ядерной (внутринуклонной) материи отлична от массы нейтрино в вакууме, причем

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \widehat{m}_\nu(r) = m_\nu \quad (60)$$

где m_ν - масса покоя нейтрино. Эффект перенормировки массы при превращении протона в квазинейтрон, входящий в состав нейтрона, включен в энергию связи E .

Следуя [26], введем вспомогательные радиальные ВФ $w = r g_k(r)$, $w_1 = r f_{-k}(r)$, подчиняющиеся системе уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dw}{dr} + \frac{k}{r} w - [E + \widehat{m}_\nu(r) - V(r)] w_1 = 0 \\ \frac{dw_1}{dr} - \frac{k}{r} w_1 + [E - \widehat{m}_\nu(r) - V(r)] w = 0 \end{cases} \quad (61)$$

Воспользуемся естественными обозначениями

$$\begin{cases} \widehat{k}_\pm(r) = E - V(r) \pm \widehat{m}_\nu(r) \\ \widehat{k}_\nu^2(r) = \widehat{k}_+(r) \cdot \widehat{k}_-(r) \end{cases} \quad (62)$$

В этих обозначениях система уравнений (61) принимает вид:

$$\begin{cases} \frac{dw}{dr} + \frac{k}{r} w - \widehat{k}_+ w_1 = 0 \\ \frac{dw_1}{dr} - \frac{k}{r} w_1 + \widehat{k}_- w = 0 \end{cases} \quad (63)$$

Уравнения (63) легко преобразуются к виду:

$$\begin{cases} \frac{d^2 w}{dr^2} - \frac{k(k+1)}{r^2} w + \widehat{k}_\nu^2 w = 0 \\ \frac{d^2 w_1}{dr^2} - \frac{k(k-1)}{r^2} w_1 + \widehat{k}_\nu^2 w_1 = 0 \end{cases} \quad (64)$$

В силу того, что наибольший интерес представляет качественная картина явления, ограничимся рассмотрением прямоугольной потенциальной ямы:

$$\begin{cases} V(r > r_0) = 0 \\ V(r < r_0) = -V_0 - iW_0 \end{cases} \quad (65)$$

причем $V_0 > 0$, $W_0 \geq 0$. Мнимая часть потенциала $V(r)$ соответствует распаду нейтрона на электрон и протон.

Оценим вклад различных механизмов образования квазистационарного состояния. Вначале рассмотрим случай вещественного потенциала без учета перенормировки массы ($W_0 = 0$, $\hat{m}_\nu = m_\nu$, см. [26]). В этом случае из условия

$$\left(\frac{w_1}{w}\right)_{r=r_0-0} = \left(\frac{w_1}{w}\right)_{r=r_0+0} \quad (66)$$

мы приходим к уравнению на собственные значения энергии для случая $|E| < m_\nu$ [26]

$$1 - (\alpha_\nu r_0) \cdot \text{ctg}(\alpha_\nu r_0) = \frac{m_\nu r_0 \sqrt{1 - E^2 m_\nu^{-2}} + 1}{1 + E m_\nu^{-1}} \left[1 + \sqrt{1 + \alpha_\nu^2 m_\nu^{-2}} \right]. \quad (67)$$

где

$$\alpha_\nu^2 = (E + V_0)^2 - m_\nu^2 > 0 \quad (68)$$

В монографии [26] изложены результаты анализа свойств решений уравнения (67) в зависимости от глубины потенциала (см., например, старые работы [27], [28]). В [26] решалась модельная задача об уровнях электрона в прямоугольной яме. Рассматриваемый нами случай отличается лишь сортом частицы, находящейся в связанном состоянии. Поэтому трудности теории в случае нейтрино точно такие же, как и в случае электрона.

Для «основного состояния» $k = -1$ в [26] приведена зависимость энергетического спектра от глубины ямы V_0 при заданном радиусе r_0 .

Из рис. 1 очевидно, что состояниям непрерывного спектра соответствуют энергии $|E| > m_\nu$ («верхний континуум» при $E > m_\nu$ и «нижний континуум» при $E < -m_\nu$). Дискретные уровни «абстрактного фермиона» («нейтрино») лежат в диапазоне энергий $0 < E < m_\nu$. Энергиям $-m_\nu < E < 0$ соответствуют дискретные уровни «антинейтрино». Энергия $E = 0$ разделяет эти две ветви спектра.

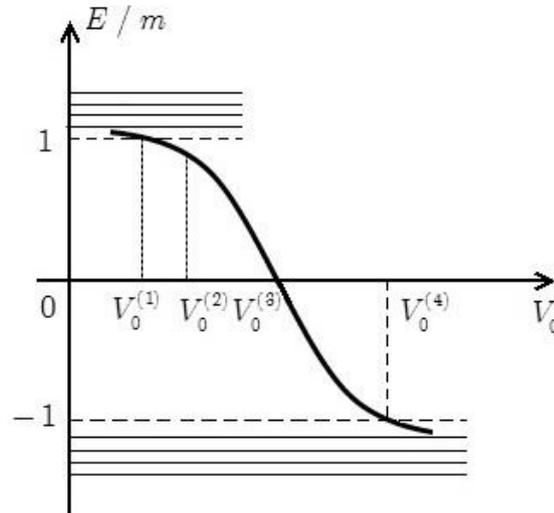


Рис. 1. Уровни энергии «абстрактного» фермиона в прямоугольной яме [26]

Изложим результаты работ [26] - [28] максимально подробно.

В очень узкой глубокой яме ($m_\nu r_0 \ll 1$, $V_0 \gg |E|$, $V_0 \gg m_\nu$), в которой имеются дискретные уровни нейтрино (реально не существующие, речь идет о формальном анализе), уравнение (67) при $E = m_\nu$ принимает вид:

$$\text{tg}\left[r_0(V_0 + m_\nu)\right] = -2m_\nu r_0 \quad (69)$$

Решение (69) очевидно:

$$V_0 = \pi r_0^{-1} - 3m_\nu \quad (70)$$

То есть, при $V_0 > \pi r_0^{-1} - 3m_\nu$ в потенциальной яме появляются связанные состояния, причем число дискретных уровней нарастает по мере углубления ямы. Первый уровень появляется при глубине потенциала $V_0^{(1)} = \pi r_0^{-1} - 3m_\nu + 0$, затем второй, и т.д.

При $E = 0$ уравнение (67) имеет вид

$$\text{tg}(r_0 V_0) = -m_\nu r_0 \quad (71)$$

и также решается очень просто:

$$V_0 = \pi r_0^{-1} - m_\nu \quad (72)$$

Наконец, при $E = -m_\nu$

$$\text{ctg}[r_0(V_0 - m_\nu)] = -\infty \quad (73)$$

и

$$V_0 = \pi r_0^{-1} + m_\nu \quad (74)$$

Именно при значении $V_0 = \pi r_0^{-1} + m_\nu$ нижний уровень пересекает границу $E = -m_\nu$, и сливается с *нижним континуумом* (совокупность антинейтринных состояний). Это значение V_0 , которое можно назвать критическим, соответствует $\alpha_\nu r_0 = \pi$, и равно [26]

$$V_c = m_\nu + \sqrt{m_\nu^2 + \pi^2 r_0^{-2}}. \quad (75)$$

При $V_0 > V_c$ корни уравнения (67) становятся комплексными. Физический смысл имеют только корни с отрицательной мнимой частью $-i\gamma/2$, $\gamma > 0$, т.к. в этом случае ВФ обращаются в нуль при $t \rightarrow \infty$. Наличие таких корней означает, что соответствующие им состояния являются квазистационарными со временем жизни $\tau \sim 1/\gamma$.

Возникновение комплексных корней связано с рождением в интенсивном ($V_0 > V_c$) электрослабом поле пар нейтрино - антинейтрино [26]. Теория этого явления выходит за рамки одночастичного уравнения Дирака, но его можно описать, если привлечь представление о морских нейтрино и антинейтрино, и соответствующем «слабом» море Дирака, в котором вакуум есть совокупность состояний в нижнем континууме, полностью занятых нейтрино [26].

Если $\hat{m}_n = m_n$, а радиус потенциала V равен электромагнитному радиусу нуклона $r_0 = 0.86 \text{ fm}$, то для его глубины получается оценка $\pi / r_0 \approx 721 \text{ MeV}$.

Это означает, что для удержания нейтрино нейтроном требуется очень глубокий потенциал. Поскольку $m_\nu < 1 \text{ eV}$, а $m_n - m_p - m_e = 782.32 \text{ keV}$, постольку глубокий потенциал спонтанно генерирует $\nu\bar{\nu}$ - пары, что противоречит закону сохранения энергии. Именно по этой причине формирование квазистационарных квазисвязанных состояний нейтрино и нейтрона невозможно, если $r_0 = 0.86 \text{ fm}$, $W_0 = 0$, $\hat{m}_n = m_n$ и $\hat{m}_\nu = m_\nu$.

Перейдем к анализу случая $W_0 \geq 0$, $\hat{m}_\nu \neq m_\nu$, $\hat{m}_n \neq m_n$, $r_0 \gg 0.86 \text{ fm}$.

Оценим эффект перенормировки масс нейтрона и нейтрино внутри нейтринного экзотома. В этом случае значения масс, зарядов и магнитных моментов нейтрона и нейтрино отличны от аналогичных пустотных значений. Именно поэтому нейтроний мы можем рассматривать, как квазисвязанное состояние квазинейтрона и квазинейтрино.

Понятие «квазичастица» было введено Л.Д. Ландау в серии работ по проблеме сверхтекучести жидкого гелия в 1941 году [29]. Основная идея, ради которой, собственно говоря, вводилось это понятие, состояла в том, чтобы в газовом приближении описывать

процессы, протекающие в жидкости. В дальнейшем эта идея эксплуатировалась во многих работах по физике твердого тела, а также в атомной и ядерной физике.

Основное различие между квазичастицей и «настоящей частицей» состоит в том, что при одинаковом наборе квантовых чисел, характеризующих частицу и квазичастицу, последняя имеет конечное время жизни, а также массу (заряд), отличающиеся от массы (заряда) свободной частицы. В соответствии с этим предположим, что «квaziнейтрон», входящий в состав «нейтрония», имеет массу больше, чем масса протона, но меньше, чем масса нейтрона, а масса «квaziнейтрино», напротив, больше массы нейтрино:

$$\begin{cases} m_p < \hat{m}_n < m_n, \\ \hat{m}_\nu > m_\nu \end{cases}, \quad (76)$$

где \hat{m}_n - масса «квaziнейтрона», \hat{m}_ν - масса «квaziнейтрино», m_p - масса протона, а m_n - масса нейтрона².

Если предположить, что «нейтроний» существует, и является метастабильным, то запрет на спонтанное рождение $i\tilde{\nu}$ - пар при нарушении стабильности электрослабого вакуума в сильных полях означает, что масса «квaziнейтрино», входящего в состав нейтрония, достаточно велика. Большая величина присоединенной массы $\delta\hat{m}_\nu = \hat{m}_\nu - m_\nu$ обусловлена тем, что слабое взаимодействие «приклеивает» к квазисвязанному нейтрино d - кварк с массой порядка 5 МэВ.

Наличие канала распада квазисвязанного состояния (т.е., $W_0 > 0$), отличие массы квазичастиц от массы «голых» частиц (т.е. $\hat{m}_\nu \neq m_\nu$; $\hat{m}_n \neq m_n$), а также «распухание» нейтринного экзоатома (аналога ридберговских атомов в атомной физике), приводящего к гигантскому превышению электрослабых «размеров» нейтрония над электромагнитными «размерами» нуклона ($r_N \approx 0.86 fm$) – такова совокупность причин, по которым картина формирования квазисвязанных состояний «квaziнейтрино» и «квaziнейтрона» не имеет прямых аналогов, ни в атомной, ни в ядерной физике.

Проиллюстрируем описанные выше особенности физики нейтринных экзоатомов на примере задачи Штурма-Лиувилля для уравнения Дирака, решением которой являются глубины оптического потенциала V_0 и W_0 потенциала V при заданной величине ε и γ .

Система уравнений (64) для основного состояния $k = -1$ принимает вид:

$$\begin{cases} \frac{d^2 w}{dr^2} + \hat{k}_\nu^2 w = 0 \\ \frac{d^2 w_1}{dr^2} - \frac{2}{r^2} w_1 + \hat{k}_\nu^2 w_1 = 0 \end{cases} \quad (77)$$

где

$$\hat{k}_\nu^2 = [E - V(r)]^2 - \hat{m}_\nu^2(r) \quad (78)$$

При $r > r_0$, $\hat{m}_\nu = m_\nu$ и $E = \varepsilon - i\gamma / 2$ соотношение (78) принимает вид:

$$\hat{k}_\nu^2(r > r_0) \equiv -\kappa_\nu^2 = (\varepsilon - i\gamma / 2)^2 - m_\nu^2 = \varepsilon^2 - i\gamma\varepsilon - \gamma^2 / 4 - m_\nu^2 \quad (79)$$

Условие образования квазисвязанного состояния квaziнейтрино гласит:

$$\text{Re } \hat{k}_\nu^2(r > r_0) < 0 \quad (80)$$

Для квазистационарных состояний $\gamma > 0$. Поэтому энергия ε лежит в интервале

²Следует отметить, что в аналогичной задаче об атоме водорода всю потерю массы связанной системы «электрон + протон» традиционно приписывают орбитальному электрону, несмотря на то, что дефект масс относится не к отдельным частицам, образующим составную систему, а к связанной системе в целом.

$$-\sqrt{m_\nu^2 + \gamma^2 / 4} < \varepsilon < 0 \quad (81)$$

К этому следует добавить, что в приближении $\gamma \ll |\varepsilon| < m_\nu$ (79) принимает вид

$$\kappa_\nu^2 \approx m_\nu^2 - \varepsilon^2 + i\gamma\varepsilon \quad (82)$$

Откуда следует, что

$$\kappa_\nu \approx (m_\nu^2 - \varepsilon^2)^{1/2} + i\varepsilon(\gamma / 2)(m_\nu^2 - \varepsilon^2)^{-1/2} \quad (83)$$

При $r < r_0$, т.е. внутри потенциальной ямы,

$$\widehat{k}_\nu^2 \equiv K_\nu^2 = (\varepsilon - i\gamma / 2 + V_0 + iW_0)^2 - \widehat{m}_\nu^2 \quad (84)$$

$$\begin{cases} \operatorname{Re} \widehat{k}_\nu^2 \equiv K_{1\nu}^2 = (\varepsilon + V_0)^2 - (W_0 - \gamma / 2)^2 - \widehat{m}_\nu^2 > 0 \\ \operatorname{Im} \widehat{k}_\nu^2 \equiv K_{2\nu}^2 = (\varepsilon + V_0)(W_0 - \gamma / 2) \gtrsim 0 \end{cases} \quad (85)$$

Решение первого уравнения системы (64) имеет вид:

$$w(r) = \begin{cases} A \cdot \sin K_\nu r & r < r_0 \\ B \cdot \exp(-\kappa_\nu r) & r > r_0 \end{cases} \quad (86)$$

Из (63) следует, что

$$w_1 = \widehat{k}_+^{-1} \cdot \left[\frac{dw}{dr} + \frac{k}{r} w \right] \quad (87)$$

Очевидно, что при $r > r_0$ ВФ w_1 имеет экспоненциально убывающую асимптотику. При $r \rightarrow 0$ ВФ w_1 не имеет особенностей. Более того, простая подстановка показывает, что

$$w_1 = A \widehat{k}_+^{-1} \cdot \left[K_\nu \cos K_\nu r - \frac{\sin K_\nu r}{r} \right]_{r=+0} = 0 \quad (88)$$

так как мы рассматриваем только основное состояние ($k = -1$).

Функция w_1 непрерывна, поскольку ВФ w является гладкой. Разрыв производной ВФ w_1 в точке $r = r_0$ в контексте рассматриваемой задачи не является существенным, так как не влияет на качественные результаты и вытекающие из них выводы.

Условие непрерывности логарифмической производной ВФ w в точке $r = r_0$ приводит к уравнению

$$K_\nu r_0 \cdot \operatorname{ctg} K_\nu r_0 = -\kappa_\nu r_0 \quad (89)$$

Корни уравнения (89) найдем по теории возмущений. Для этого положим $\kappa_\nu = -0$. В этом приближении уравнение (89) принимает вид:

$$\operatorname{ctg} K_\nu r_0 = -0 \quad (90)$$

Очевидно, что уравнение (90) имеет корень

$$K_\nu r_0 = 3\pi / 2 \quad (91)$$

В нулевом приближении $V_0 \gg W_0, \widehat{m}_\nu, \varepsilon, \gamma$ соотношение (91) упрощается:

$$V_0 r_0 = \frac{3}{2} \pi \quad (92)$$

Следовательно, учет перенормировки массы нейтрино в нейтринии приводит к тому, что квазисвязанные состояния появляются в потенциальной яме не при $V_0 r_0 = \pi - 3\widehat{m}_\nu r_0$, а при $V_0 r_0 = 3\pi / 2$. Но при $V_0 r_0 = \pi + \widehat{m}_\nu r_0$ (т.е., при $\widehat{m}_\nu r_0 = \pi / 2$) стартует процесс спонтанного рождения конфайнмированных $\widehat{\nu}\widehat{\bar{\nu}}$ - пар, так как глубины потенциала для

этого хватает. В тоже время, граничное условие (58) гарантирует невылетание нейтрино, поскольку масса квазинейтрона почти на 1 МэВ меньше массы нейтрона.

Из (92) следует, что реакция экзотического электронного захвата, отличающаяся от обычного электронного захвата невылетанием нейтрино, сопровождается рождением глюонов, а также огромного количества $q\bar{q}$ - и $\hat{\nu}\hat{\nu}$ - пар в объеме нейтрония. Так образуется кварк-глюонная плазма. Далее начинается бозе-конденсация $q\bar{q}\hat{\nu}\hat{\nu}$ -квартетов (в основном, экзопионов $\bar{\pi} \equiv u\hat{\nu}\hat{\nu}$), эффективный радиус которых, вообще говоря, не равен электромагнитному радиусу пиона. Благодаря этому нейтроний имеет гигантский магнитный момент. Проблеме магнитных свойств нейтрония и других нейтринных экзоатомов посвящена отдельная работа.

Оценки глубины потенциала V_0 на основе стандартной модели электрослабого взаимодействия показывают, что $V_0 < 10 \text{ keV}$ [30]. Энергия $1 \text{ GeV} \approx 5 \text{ fm}^{-1}$. В соответствии с этим

$$r_0^{\min} \sim 10^5 \text{ fm} = 1 \text{ \AA} \quad (93)$$

откуда следует, что «размеры» нейтрония соизмеримы с боровским радиусом.

Значение $V_0 \sim 10 \text{ keV}$ представляет собой предельную верхнюю оценку глубины оптического потенциала, в котором движется квазинейтрино. Реалистичное значение V_0 несколько меньше, поэтому эффективный радиус нейтрония равен примерно

$$r_0 \sim 3 \text{ \AA} \quad (94)$$

В этом случае масса $\hat{m}_\nu \lesssim 5 \cdot 10^{-6} \text{ fm}^{-1} \approx 1 \text{ keV}$, и квазинейтрино с массой $\hat{m}_\nu \gg m_\nu$, квазисвязанное в объеме, ограниченном сферой радиуса $r_0 \sim 3 \text{ \AA}$, с приемлемой степенью точности можно считать нерелятивистской частицей, т.к. потенциал взаимодействия квазинейтрона с квазинейтрино «привязан» к системе отсчета наблюдателя.

Перейдем к оценке мнимой части потенциала W_0 . Условие возникновения стоячей волны «квазинейтрино в квазинейтроне» можно сформулировать в виде

$$K_{2\nu}^2 = (\varepsilon + V_0)(W_0 - \gamma / 2) = 0 \quad (95)$$

Физическая интерпретация условия (95) тривиальна. Поглощение квазинейтрино внутри квазинейтрона невозможно. Затухание (распад) электрослабого экзотического резонанса сопровождается вылетом электрона с одновременным превращением квазинейтрона в протон, причем этот переход происходит на радиусе канала.

Из (95) следует, что в рамках принятых приближений

$$W_0 = \gamma / 2 \quad (96)$$

Микроскопическая оценка постоянной распада нейтрония γ выполнена в [15]. Соответствующие расчеты показали, что $\gamma \approx 1.6 \cdot 10^{-11} \text{ eV}$. В этом случае мы приходим к численной оценке $W_0 \approx 0.8 \cdot 10^{-11} \text{ eV}$.

Массу нейтрония $m_{n_\nu} = m_p + m_e + U_{n_\nu}$ невозможно рассчитать, исходя из первых принципов физики. Однако результаты экспериментов [31] позволяют оценить по порядку величины значение внутренней энергии нейтрония $U_{n_\nu} \sim 10 \text{ eV}$.

Все сказанное демонстрирует тот факт, что «оптическая модель квазисвязанного состояния квазинейтрино в квазинейтроне» является внутренне непротиворечивой, и поясняет причину возникновения ультрахолодной кварк-глюонной плазмы в нейтринных экзоатомах, хотя сама модель слишком груба для количественного описания реальных

процессов. В то же время, ясное понимание различия между связанным и квазисвязанным состояниями позволяет ставить правильное граничное условие для ВФ «нейтрино в квазинейтроне» (т.е., ноль на бесконечности), не вступая в противоречие с соотношением неопределенностей Гейзенберга.

6. Нейтроний и симметрии электронных конфигураций атомов

Теория нейтрония (метастабильного состояния с квантовыми числами нейтрино и нейтрона, время жизни $\tau_{n_\nu} \sim 10 \mu s$, см., например, [1]-[15]), может быть применена к объяснению трехмерных симметрий в электронных конфигурациях химических элементов, впервые открытых в работе [32], а также четырехмерных симметрий в электронных конфигурациях химических элементов [33,34] и возможности представления электронных конфигураций не в виде плоской таблицы (традиция, восходящая к Менделееву [35]), а в форме трехмерных и четырехмерных пирамид химических элементов [33,34,35]. Как было показано в работах [33,34], заполнение электронных оболочек атомов как функция заряда ядра (порядкового номера химического элемента) происходит не в координатах (n, l) , как следует из решений уравнения Шредингера для атомов, а в координатах $(n + l, n - l)$, повернутых на плоскости главного n и орбитального l квантовых чисел относительно координат (n, l) на угол $\pi / 4$. Как было доказано в работе Ф.Богомолова и Ю.Магаршака [36] указанные симметрии не следуют из стандартной в настоящее время модели атома, и для их объяснения стандартную теорию атома необходимо расширить. Для объяснения многомерных симметрий в электронных оболочках атомов и заполнение оболочек в координатах $(n + l, n - l)$ в работе [37] было сделано предположение о существовании квантово-полевого взаимодействия электронов оболочки с протонами атомного ядра. Теория электрослабого взаимодействия между протонами оболочки и электронами ядра для объяснения наличия трех и четырехмерных симметрий в конфигурациях электронных оболочек атомов (химических элементов) нашла дальнейшее развитие в работах того же автора и его монографии [38,39]. Теория нейтрония (квазисвязанного состояния квазинейтрино и квазинейтрона), имеющего время жизни порядка $\tau_{n_\nu} \sim 10 \mu s$ и численные расчеты электрослабого взаимодействия электронов оболочки с нуклонами, находящимися в ядре, (см.[1-15]) может являться физико-теоретической основой для объяснения обнаруженных в цитированных выше работах Ю.Б.Магаршака феноменов. Работа в этом направлении в настоящее время ведётся.

7. Выводы

Из всего вышесказанного вытекает программа дальнейших исследований нового класса микрообъектов - нейтринных экзотонов. В рамках этой программы необходимо:

- 1) дать микроскопическую оценку массы квазинейтрона и параметров потенциала релятивистской оптической модели.
- 2) дать последовательную оценку времени жизни и сечения рождения нейтрония, опираясь только на известные свойства стандартного гамильтониана слабого взаимодействия в приближении низких энергий.
- 3) произвести оценку эффективных «размеров» нейтринных экзотонов на основе экспериментальных данных об их магнитных свойствах;
- 4) обосновать «проникновение» симметрий Стандартной Модели электрослабого взаимодействия (лагранжиан (10)) в атомную физику и их влияние на структуру электронных оболочек химических элементов.

Частично это программа работ выполнена в [15].

Список литературы

1. Ратис Ю.Л. Метастабильное ядерно-активное вещество динейтроний. Заявка на изобретение №2008147689 от 04.12.2008. Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Приоритетная справка №062435 от 04.12.2008.
2. Ратис Ю.Л. *Управляемый «термояд» или холодный синтез? Драма идей.* (Изд-во СНЦ РАН, Самара, 2009), 92 с.
3. Ратис Ю.Л. Наноматериалы и холодный синтез. // Физика металлов, механика твердого тела, наноструктуры и процессы деформации (в 2 томах), Том. 1, Материалы Международной научно-технической конференции Металлдеформ-2009 (Самара, 3-5 июня 2009)/СГАУ - Самара: Издательство учебной литературы, 2009. с.293-299.
4. Gareev F.A., Ratis Yu.L. New Mechanism of Cold Fusion Reactions// Proceedings of the 15th International Conference on Cold Fusion, Proc. Sep. 13-18, 2009. Italy, 2009
5. Ratis Yu.L. Neutrino-bound di-neutrons as an exotic metastable atom.<http://es.arxiv.org/abs/0909.5561>.
6. Ratis Yu.L. Neutrino catalysis of nuclear synthesis reactions in cold hydrogen. The Old and New Concepts of Physics, VI, N4, 525, (2009). http://www.conceptsofphysics.net/VI_4/525.pdf
7. Ратис Ю.Л. Нейтринный катализ реакции слияния ядер в холодном водороде. Прикладная физика, 1, 21 (2010).с.21-30
8. Ратис Ю.Л. Способ генерации корпускулярного электрически нейтрального ядерного излучения – потоков нейтрония. Заявка на изобретение №2010137874 от 14.09.2010. Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Приоритетная справка №053961 от 14.09.2010.
9. Ratis Yu.L. Neutrino catalysis of nuclear fusion in cold hydrogen. Proceedings of the LXII International Conference NUCLEUS-2012, Voronezh-2012. Ed. by A.K. Vlasnikov. (Saint-Petersburg University, Saint-Petersburg, 2012), p.62.
10. Ratis Yu.L. An exotic long-living particle “neutroneum”. Abstracts of the XXI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2013. p.69.
11. Ratis Yu.L. An exotic long-living particle “neutroneum”. Proceedings of the XXI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2014. p.73-84.
12. Ratis Yu.L. Method of the “dineutroneum” existence confirmation. Abstracts of the XXII International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2014. p.75
13. Baranov D.S., Ratis Yu.L. Neutron stripping reaction $D_{\nu}({}_{83}^{209}\text{Bi}, {}_{83}^{210}\text{Bi})n_{\nu}$ and experimentally observed α - particle emission at ultra-low energies. Abstracts of the XXII International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna: JINR, 2014. P.33
14. Ratis Yu.L. Experimental confirmation of the existence of the neutron-like exoatom “neutroneum”. Инженерная физика. №11. 2014. с.8-17
15. Ратис Ю.Л. Нейтринный экзоатом нейтроний. Гипотеза или реальность? Прикладная физика и математика, 2017. №1. с.28-73
16. БьеркенДж.Д., Дрелл С.Д., *Релятивистская квантовая теория.т. 1. Релятивистская квантовая механика.* (Наука, Москва, 1978), 296 с., J.D. Bjorken, S.D. Drell, *Relativistic Quantum Mechanics.* (McGraw-Hill Book Company, 1964).
17. Айзенберг И., Грайнер В., *Механизмы возбуждения ядра. Электромагнитное и слабое взаимодействия.* (Атомиздат, Москва, 1973), 348 с., J.M. Eisenberg, W. Greiner, *Nuclear theory. V2. Excitation mechanisms of the nucleus. Electromagnetic and weak interactions.* (North-Holland publishing company, Amsterdam-London, 1970).
18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Курс теоретической физики.т.3,* (Наука, Москва, 1989), 768 с.
19. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К., *Квантовая теория углового момента.* (Наука, Ленинград, 1975), 439 с.
20. Amsler C. et al. (Particle Data Group) The Review of Particle Physics. Phys. Lett. **B667**, 1 (2008).
21. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Курс теоретической физики.т.3,* (Наука, Москва, 1989), 768 с.
22. Hodgson P. E. The optical model of elastic scattering//Clarendon Press, Oxford, 1963. 211p.
23. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра// Том 1. –М: Мир. 1971. 456 с.
24. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука. 1983. 432 с.
25. Соловьев В.Г. "Теория сложных ядер", М: Наука (1971) 559 с.
26. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. –М.: Наука. 1981. 428 с.

27. Ахиезер А.И., Половин Р.В., ДАН СССР, 1953. Т.90, с.55
28. Redhead M. Proc. Roy. Soc., 1953, v. A220, p.219.
29. Ландау Л.Д. Теория сверхтекучести гелия II. ЖЭТФ. 11. 1941. с.5
30. Толоконников С.В., частное сообщение.
31. Уруцкоев Л.И., Ликсонов В.И., Циноев В.Г. Экспериментальное обнаружение "странного" излучения и трансформация химических элементов // Прикладная физика, 2000. №4. с. 83 – 100.
32. Yu. Magarshak, J.Malinsky, "A Three-Dimensional Periodic Table ", Nature, vol.360: 113-114 (1992).
33. Yuri Magarshak, *To the Problem of Four-Dimensional Symmetries in the Properties of Chemical Elements*; "Scientific Israel - Technological Advantages", volume 7, issue 1-2, (2005).
34. Yu.Magarshak, *The third and the fourth dimensions of the chemical elements periodicity*, Biophysics, vol. 50 number 4 (2005)
35. Dmitrii Mendeleev, "On the Relationship of the Properties of the Elements to their Atomic Weights, " *ZhurnalRusskoeFiziko-KhimicheskoeObshchestvo* **1**, 60-77 (1869); abstracted in *ZeitschriftfürChemie* **12**, 405-406 (1869)
36. F.Bogomolov, Y.Magarshak, *On commuting operators related to asymptotic symmetries in the atomic theory*; Scientific Israel-Technological Advantages, vol 8, issues 1-2, pp. 161-165 (2006)
37. Y. Magarshak, "Superresonant Atom Model as an element of the united theory of matter". Scientific Israel – Technological Advantages (SITA) vol. 10 pp.145-150 (2008)
38. Y. Magarshak *Electron-Nucleons Resonance Atom Model of valence bonds*. J Nuclear Physics, v. 71 #5, pp 1-9 (2008)
39. *Periodic Expansion Law*, монография, 214 pages, Media Publishing House, New York (2018).