Нейтроний в атомных ядрах: основной формализм.

Ю.Л. Ратис
Институт энергетики специального назначения

Юрий Магаршак
VP on research of Lucky Apps, LLC Editor-in-Chief NewConcepts Journal

Ключевые слова: нейтрон, нейтроний, электрон, электрослабый резонанс, гамильтониан, электронный захват, симметрии в электронных оболочках атомов, пирамиды химических элементов, самосогласованный атом.

Аннотация

При построении основного формализма теории экзотических электрослабых процессов был учтен тот факт, что необходимо согласовать между собой принятые в физике элементарных частиц, в квантовой теории поля и в ядерной физике низких энергий определения, обозначения и нормировки [1].

В дальнейшем эти результаты использовались для обоснования физической адекватности математической теоремы Богомолова – Магаршака применительно к теории самосогласованного изолированного атома химического элемента Периодической Системы Д.И. Менделеева.

1. Формализм

Для создания простого полуфеноменологического варианта теории экзотических электрослабых процессов (ТЭЭП) необходимо построить гамильтониан, действующий в пространстве экзотических нейтринных атомов, в котором присутствует как слабый лептонный, таки слабый нуклонный токи

$$\begin{cases} j_l^\lambda(\vec{r},t) = \left(\bar{\psi}_e(\vec{r})\gamma^\lambda(1-\gamma_5)\psi^k_{j_\nu m_\nu}(\vec{r})\right)\cdot \exp\left(-i(\varepsilon_\nu - \varepsilon_e)t\right) \\ j_N^\mu(\vec{r},t) = \left(\bar{\psi}_n(\vec{r})[\tilde{f}_1 + \tilde{g}_1\boldsymbol{\gamma}_5]\boldsymbol{\gamma}^\mu\psi_p(\vec{r})\right)\cdot \exp\left(-i(\varepsilon_p - \varepsilon_n)t\right) \end{cases}. \tag{1}$$

где

$$\psi^k_{j_\nu m_\nu}(\vec{r}) = \begin{pmatrix} g_k(r)\ \chi^k_{l j_\nu m_\nu} \\ i f_{-k}(r)\chi^{-k}_{l' j_\nu m_\nu} \end{pmatrix} \tag{2}$$

Явный вид гамильтониана см. в [1].

Переход от идеологии и системы обозначений релятивистской квантовой теории поля к формализму и понятийному аппарату, используемому для описания β- процессов в ядерной физике низких энергий, сводится к следующему.

1) Интегрирование по времени гамильтониана $h_{e+p\leftrightarrow n_\nu}$ [1] приводит к появлению в конечных выражениях для вероятности распада и сечений реакций δ- функции $\delta(\varepsilon_e + \varepsilon_p - \varepsilon_\nu - \varepsilon_n)$. Это означает, что закон сохранения энергии выполняется

автоматически. В рассматриваемом случае или в $\left|in\right\rangle$, или в $\left\langle out\right|$ состоянии присутствует нейтроний – реальная частица, лежащая на массовой поверхности. Если трактовать ее, как квазисвязанное состояние двух квазичастиц, то по закону сохранения энергии в выражениях для вероятности распада и сечения рождения появляется δ- функция $\delta(\varepsilon_e + \varepsilon_p - \varepsilon_{n_\nu})$.

2) Гамильтониан задачи о рождении и распаде нейтрония представляет собой сумму двух эрмитово сопряженных членов:

$$h_{e+p\leftrightarrow n_\nu} = h_{e+p\to n_\nu} + h_{n_\nu\to e+p} \tag{3}$$

$$h_{e+p\to n_\nu} = [h_{n_\nu\to e+p}]^{+} \tag{4}$$

3) Для приближения δ- сил, традиционно используемого в ядерной физике низких энергий, гамильтониан (4) принимает вид

$$h_{n_\nu\to e+p} = \frac{G}{\sqrt{2}}\gamma_\lambda(1-\gamma_5)[(\tilde{f}_1 + \tilde{g}_1\boldsymbol{\gamma}_5)\boldsymbol{\gamma}^\lambda]^{+}\cdot\tau_{+}\cdot\delta(\vec{r}_\nu - \vec{r}_n)\delta(\vec{r}_e - \vec{r}_p)\delta(\vec{r}_p - \vec{r}_n) \tag{5}$$

В формуле (5) изоспиновые операторы $\tau_\pm$ определяются соотношениями

$$\begin{cases}\tau_{+} = (\tau_1 + i\tau_2)/2 = -\tau_{+1}/\sqrt{2}\\ \tau_{-} = (\tau_1 - i\tau_2)/2 = \tau_{-1}/\sqrt{2}\end{cases} \Rightarrow \begin{cases}\tau_{+}\chi_{1/2}(\vec{T}) = 0;\ \tau_{+}\chi_{-1/2}(\vec{T}) = \chi_{1/2}(\vec{T})\\ \tau_{-}\chi_{-1/2}(\vec{T}) = 0;\ \tau_{-}\chi_{1/2}(\vec{T}) = \chi_{-1/2}(\vec{T})\end{cases} \tag{6}$$

где $\chi_{1/2}(\vec{T})$ ($\chi_{-1/2}(\vec{T})$)- изоспиновая ВФ протона (квазинейтрона), причем операторы $\tau_\pm$ выражаются через матрицы Паули τ_1 и τ_2 (τ_{+1}, τ_{-1}) [2].

4) Состояния $\left|in\right\rangle$, и $\left|out\right\rangle$ для гамильтониана (5) имеют вид:

$$\begin{cases}\left|in\right\rangle = \left|n_\nu\right\rangle = \sum\limits_{m_n, m_\nu} C^{j_{n_\nu} m_{n_\nu}}_{1/2\, m_n\, 1/2\, m_\nu}\left|\hat{\nu}_e\right\rangle\otimes\left|\hat{n}\right\rangle\\ \left|out\right\rangle = \left|H^*\right\rangle = \left|e\right\rangle\otimes\left|p\right\rangle\end{cases} \tag{7}$$

где $\left|\hat{\nu}_e\right\rangle$ и $\left|\hat{n}\right\rangle$- ВФ квазинейтрино и квазинейтрона, соответственно. В целях компактификации записи в дальнейшем «шляпку» $\frown$ над ВФ квазичастиц мы опускаем, поскольку это не может привести к неоднозначности интерпретации текста. Нейтроний имеет целый спин $j_{n_\nu} = 0\ or\ j_{n_\nu} = 1$, т.е. является бозоном.

5) В координатном представлении ВФ в лептонном секторе имеют вид

$$\begin{cases}\psi_e(\vec{r}_e) = \dfrac{1}{\sqrt{V}}\cdot\exp(i\vec{k}_e\vec{r}_e)u_e(\vec{k}_e)\\ \psi_\nu(\vec{r}) = \begin{pmatrix} g_k(r)\ \chi^{k}_{ljm_j}\\ if_{-k}(r)\chi^{-k}_{l'jm_j}\end{pmatrix}\end{cases} \tag{8}$$

а в нуклонном секторе

$$\begin{cases}\psi_p(\vec{r}_p) = \dfrac{1}{\sqrt{V}}\cdot\exp(i\vec{k}_p\vec{r}_p)u_p(\vec{k}_p)\chi_{1/2}(\vec{T})\\ \psi_n(\vec{r}_n) = \dfrac{1}{\sqrt{V}}\cdot\exp(i\vec{k}_n\vec{r}_n)u_n(\vec{k}_n)\chi_{-1/2}(\vec{T})\end{cases} \tag{9}$$

6) Дираковски сопряженная ВФ электрона в МЭ $n_\nu \to e + p$ - перехода имеет вид

$$\bar{\psi}_e(\vec{r}_e) = \frac{1}{\sqrt{V}} \cdot [\exp(i\vec{k}_e\vec{r}_e)u_e(\vec{k}_e)]^+ \gamma^0 \quad (10)$$

7) Переход к нерелятивистскому пределу в пространстве нуклонов сводится к «отбрасыванию» нижних компонент биспиноров $u(\vec{k})$. При этом биспиноры $u(\vec{k})$ заменяются на спиноры Паули χ:

$$u(\vec{k}) \to \chi_m(\vec{s}) \quad (11)$$

где $\vec{s}$ - спин соответствующего нуклона, а m - проекция спина.

8) При подстановке (11) матрица Дирака $\boldsymbol{\gamma}^0$ заменяется на единичную матрицу Паули, а матрицы Дирака $\vec{\boldsymbol{\gamma}}$ заменяются на матрицы Паули $\vec{\boldsymbol{\sigma}}$.

Изоспиновый МЭ гамильтониана (5) имеет вид

$$M_{isospin} \equiv \left\langle out \middle| h_{n_\nu \to e+p} \middle| in \right\rangle_{isospin} = \left\langle \chi_{1/2}(\vec{T}) \middle| \tau_+ \middle| \chi_{-1/2}(\vec{T}) \right\rangle = 1 \quad (12)$$

Пространственный МЭ гамильтониана (5) по определению равен

$$M_{space} = V^{-3/2} \cdot \int d\vec{r}_e d\vec{r}_p d\vec{r}_\nu d\vec{r}_n e^{-i\vec{k}_e\vec{r}_e - i\vec{k}_p\vec{r}_p + i\vec{k}_n\vec{r}_n + i\vec{k}_\nu\vec{r}_\nu} \delta(\vec{r}_\nu - \vec{r}_n)\delta(\vec{r}_e - \vec{r}_p)\delta(\vec{r}_p - \vec{r}_n) b_\lambda(\vec{r}_\nu - \vec{r}_n) \quad (13)$$

Значение радиуса $\vec{r} = \vec{r}_\nu - \vec{r}_n = 0$ в (13) фиксируется трансляционной инвариантностью гамильтониана (5). Это позволяет выделить в пространственном МЭ общий множитель $(2\pi)^3 \delta(\vec{k}_{n_\nu} - \vec{k}_e - \vec{k}_p)$:

$$M_{space} = V^{-3/2} \cdot (2\pi)^3 \delta(\vec{k}_{n_\nu} - \vec{k}_e - \vec{k}_p) b_\lambda(\vec{r} \approx 0) \quad (14)$$

где $\vec{k}_{n_\nu} = \vec{k}_n + \vec{k}_\nu$. При этом выполняется закон сохранения импульса, а зависимость $b_\lambda(\vec{r})$ отсутствует; МЭ b_λ зависят только от проекций спинов электрона и квазинейтрино.

Компоненты 4- вектора спиновых МЭ b_λ в пространстве лептонов имеют вид:

$$\left\langle out \middle| (h_{n_\nu \to e+p})^l_\lambda \middle| in \right\rangle_{spin} \equiv b_\lambda(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) = \left(\bar{u}_e \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) u_\nu\right) \quad (15)$$

Эти МЭ в пределе низких энергий в циклическом базисе равны ($r_N \approx 0.86\, fm$)

$$\begin{cases} b_0(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) \approx g_{-1}(r_N)(4\pi)^{-1/2} \delta_{\underline{m}_e \underline{m}_\nu} - i f_1(r_N) \sum\limits_{m_l} C^{1/2 \underline{m}_\nu}_{1 m_l\ 1/2 \underline{m}_e} Y_{1 m_l}(\vartheta, \varphi) \\ b_k(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) \approx \sqrt{3} \left[g_{-1}(r_N)(4\pi)^{-1/2} \cdot C^{1/2 \underline{m}_e}_{1k\ 1/2 \underline{m}_\nu} - i f_1(r_N) \sum\limits_{m_l, \sigma} C^{1/2 \underline{m}_\nu}_{1 m_l\ 1/2 \sigma} C^{1/2 \underline{m}_e}_{1k\ 1/2 \sigma} Y_{1 m_l}(\vartheta, \varphi) \right] \end{cases} \quad (16)$$

Компоненты спиновых МЭ в пространстве нуклонов рассчитываются аналогично:

$$\left\langle out \middle| (h_{n_\nu \to e+p})^N_\lambda \middle| in \right\rangle_{spin} \equiv d^\lambda(\underline{m}_p, \underline{m}_n) \quad (17)$$

В полный МЭ перехода $n_\nu \to e + p$ в спиновом пространстве входит линейная комбинация скалярных произведений двух 4- векторов

$$M_{spin} = \sum_{\underline{m}_n, \underline{m}_\nu} C^{j_{n_\nu} \underline{m}_{n_\nu}}_{1/2 \underline{m}_n 1/2 \underline{m}_\nu} b_\lambda(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) \cdot d^\lambda(\underline{m}_p, \underline{m}_n) \quad (18)$$

В результате мы получаем МЭ гамильтониана (5):

$$\left\langle out \left| h_{n_\nu \to e+p} \right| in \right\rangle = \frac{\hat{G}_\beta}{\sqrt{2}} \cdot V^{-3/2} \cdot (2\pi)^3 \delta(\vec{k}_{n_\nu} - \vec{k}_e - \vec{k}_p) \cdot M_{spin} \qquad (19)$$

где $\hat{G}_\beta = \tilde{f}_1 G$ (G_β - константа УВФ для ядерных β - процессов), а спиновый МЭ равен

$$M_{spin} = \sum_{\underline{m}_n, \underline{m}_\nu} C^{j_{n_\nu} \underline{m}_{n_\nu}}_{1/2\, \underline{m}_n\, 1/2\, \underline{m}_\nu} \left\langle \chi_{\underline{m}_p} \left| b_0(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) + \hat{\lambda} \cdot \left(\vec{b}(\underline{m}_e, \underline{m}_\nu) \cdot \vec{\sigma} \right) \right| \chi_{\underline{m}_n} \right\rangle \qquad (20)$$

где $\hat{\lambda} = \tilde{g}_1 / \tilde{f}_1$. Особо отметим, что использование граничного условия (8) приводит к тому, что формфакторы $\tilde{g}_1$ и $\tilde{f}_1$, а также их отношение $\hat{\lambda}$, могут заметно отличаться от аналогичных величин, найденных из данных по β - распаду ядер и электронному захвату.

Целью серии последующих работ является расчет сечений рождения нейтрония в электрон-атомных столкновениях, времени жизни нейтрония, а также аналогичных величин для более сложных нейтринных атомов.

Список литературы

1. Ратис Ю.Л. Нейтринный экзоатом нейтроний. Гипотеза или реальность? Прикладная физика и математика, 2017. №1. с.28-73
2. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К., *Квантовая теория углового момента.* (Наука, Ленинград, 1975), 439 с.