

Рисунок 2 – График зависимости энергий связи от числа нейтронов N для ядер с $Z=45-55$: а) энергия связи, б) удельная энергия связи, в) разность энергией связи

Литература

1. Варламов, В.В. Атомные ядра. Основные характеристики: учебное пособие / В.В. Варламов, С.Ю. Комаров, Б.С. Ишханов. – М.: Университетская книга, 2010. – 334 с.

К.Д. Поляков (ГГТУ имени П.О. Сухого, Гомель)
 Науч. рук. **В.Ю. Гавриш**, ст. преподаватель

МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ РАСПАДА W^\pm – БОЗОНА В ЛЕПТОННУЮ ПАРУ

Введение. Вычисление матричных элементов процессов физики высоких энергий является центральной задачей при расчете наблюдаемых как в рамках стандартной модели, так и при поиске эффектов новой физики.

В данной работе авторы, используя лагранжиан стандартной модели, получают матричный элемент распада заряженного W^\pm – бозона. Отметим, что целью данной работы является получение матричного элемента без последующего расчета ширины распада указанного промежуточного бозона.

1. Лагранжиан стандартной модели электрослабого взаимодействия.

Известно [1, 2], что лагранжиан взаимодействия фермионов и калибровочных векторных бозонов имеет следующий вид:

$$L_I = \left(-\frac{g}{2\sqrt{2}} j_\mu W^\mu + h.c.\right) - \frac{g}{2\cos\theta_W} j_\mu^0 Z^\mu - e j_\mu^{em} A^\mu, \quad (1)$$

j_μ – ток взаимодействия лептонов с заряженными бозонами, j_μ^0 – ток взаимодействия с нейтральными бозонами, а j_μ^{em} – электромагнитный ток взаимодействия. Отметим, что в выражении (1) угол θ_W называют углом Вайнберга, который определяется из соотношений [3]

$$e = g \sin\theta_W = 2 \sqrt[4]{2} \sqrt{G_F} M_{W^\pm} \sin\theta_W, \quad (2)$$

где e – заряд электрона, G_F – константа ферми, .

Используя часть выражения (1), отвечающую за взаимодействие лептонов с промежуточными заряженными бозонами, и выражение (2), получаем:

$$L_{ch.} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} j_\mu W^\mu + h.c. = -\sqrt{G_F} \frac{M_{W^\pm}}{\sqrt[4]{2}} j_\mu W^\mu + h.c. \quad (3)$$

2. Диаграмма Фейнмана распада $W^\pm \rightarrow \ell^\pm \tilde{\nu}_{\ell^\pm}$.

Указанному процессу, лагранжиан взаимодействия которого задается выражением (3), соответствует диаграмма, изображенная на рисунке 1:

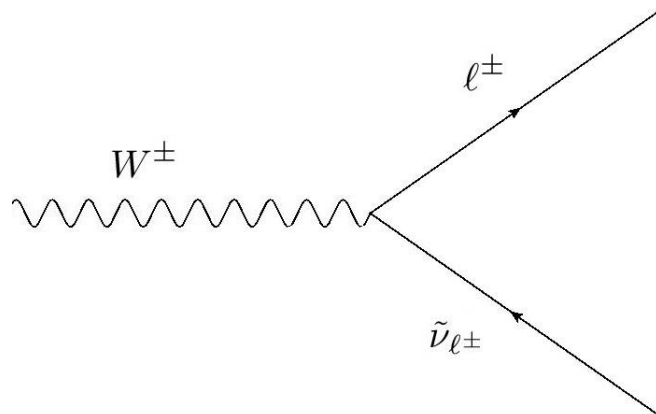


Рисунок 1 – Диаграмма Фейнмана распада $W^\pm \rightarrow \ell^\pm \tilde{\nu}_{\ell^\pm}$

Отметим, что сплошной линии соответствует заряженный ток перехода выражения (3), а волнистой - W^\pm – бозон. Направление фермионных линий на рисунке 1 зависит от комбинации пары конечной частицы и античастицы, поэтому на рисунке выбрано условно.

3. Матричный элемент распада $W^\pm \rightarrow \ell^\pm \tilde{\nu}_{\ell^\pm}$.

Заряженный ток перехода распада $W^\pm \rightarrow \ell^\pm \tilde{\nu}_{\ell^\pm}$, соответствующий рисунку 1, дается выражением [3]

$$j^\mu = \bar{u}_{\lambda'}(\vec{k}_1, m_{\ell^\pm}) \gamma^\mu (I - \gamma^5) v_\lambda(\vec{k}_2, 0), \quad (4)$$

где $u(\vec{p}, m)$, $v(\vec{p}, m)$ - биспиноры Дирака, I – единичная матрица 4×4 , а матрица γ^5 в данной работе определяется как

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3. \quad (5)$$

Задавая состояние W^\pm – бозона вектором поляризации $\varepsilon^\mu(\lambda_V)$ (λ_V – спиральность бозона) из выражений (3-5) получаем матричный элемент распада $W^\pm \rightarrow \ell^\pm \tilde{\nu}_{\ell^\pm}$:

$$M_{fi} = \frac{\sqrt{G_F} M_{W^\pm}}{4\sqrt{2}} \bar{u}_{\lambda'}(\vec{k}_1, m_{\ell^\pm}) (\varepsilon(\lambda_V) \cdot \gamma) (I - \gamma^5) v_\lambda(\vec{k}_2, 0). \quad (6)$$

Дальнейшие вычисления наблюдаемых рассматриваемого процесса связаны с выбором системы отсчета [4] и расчетом спинорной части выражения (6) [5], однако в силу громоздких вычислений данные расчеты здесь проводится не будут.

Заключение

В ходе работы авторы получают матричный элемент перехода $W^\pm \rightarrow \ell^\pm \tilde{\nu}_{\ell^\pm}$. Полученные выражения могут быть использованы для расчета наблюдаемых указанного процесса для различных поколений кварков и лептонов.

Литература

1. Биленький, С.М. Введение в диаграммы фейнмана и физику электрослабого взаимодействия / М.С. Биленький. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 327 с.
2. Окунь, Л.Б. Лептоны и кварки / Л.Б. Окунь. – Издательство URSS, 2015. – 352 с.

3. Borodulin, V. I. CORE: COmpendium of RElations: Version 3.1 [electronic resource] /V. I. Borodulin, R. N. Rogalev, S.R.Slabospitsky // arxiv:hep-ph/1702.08246–2017.-URL:https://arxiv.org/pdf/1702.08246.pdf

4. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика. Квантовая электродинамика / Л.Д. Ландау, Лифшиц Е.М. – М.: Физматлит, 2006. – 720 с.

5. Андреев, В.В. Методы вычисления амплитуд в квантовопольевых теориях и моделях / В. В. Андреев. – Гомель: УО “Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины”, 2004. – 235 с.

К.Д. Поляков (ГГТУ имени П.О. Сухого, Гомель)

Науч. рук. **В.Ю. Гавриш**, ст. преподаватель

МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ РАСПАДА Z – БОЗОНА В ЛЕПТОННУЮ ПАРУ

Введение. Проблема расчета наблюдаемых процессов распада нейтральных бозонов стала особенно актуальна в последнее время, поскольку появились соответствующие экспериментальные данные по распадам W^\pm, Z^0 – бозонов.

В данной работе авторы, используя лагранжиан взаимодействия стандартной модели, получают матричный элемент распада заряженного Z^0 – бозона. Отметим, что целью данной работы является получение матричного элемента без последующего расчета ширины распада указанного промежуточного бозона.

1. Лагранжиан стандартной модели электрослабого взаимодействия.

Известно [1, 2], что лагранжиан взаимодействия фермионов и калибровочных векторных бозонов имеет следующий вид:

$$L_I = \left(-\frac{g}{2\sqrt{2}} j_\mu W^\mu + h.c.\right) - \frac{g}{2\cos\theta_W} j_\mu^0 Z^\mu - e j_\mu^{em} A^\mu, \quad (1)$$

j_μ – ток взаимодействия лептонов с заряженными бозонами, j_μ^0 – ток взаимодействия с нейтральными бозонами, а j_μ^{em} – электромагнитный ток взаимодействия. Отметим, что в выражении (1) угол θ_W называют углом Вайнберга, который определяется из соотношений [3]

$$e = g \sin\theta_W = 2 \sqrt[4]{2} \sqrt{G_F} M_{W^\pm} \sin\theta_W, \quad (2)$$