

# РОЖДЕНИЕ ПАР ЛЕПТОНОВ В РАССЕЯНИИ НЕЙТРИНО НА АТОМНЫХ ЯДРАХ

*И. А. Алиханов\**

Баксанская нейтринная обсерватория ИЯИ РАН, Нейтрино, Россия

Институт прикладной математики и автоматизации КБНЦ РАН, Нальчик, Россия

Исследуется влияние излучения новых легких калибровочных бозонов на наблюдаемый сигнал при рассеянии нейтрино на атомных ядрах. В качестве иллюстрации рассматривается модель с нейтральным векторным бозоном  $Z'$  массой порядка несколько десятков МэВ, взаимодействующим с нейтрино через ток  $V-A$ . Вводится функция спектра эквивалентных  $Z'$ -бозонов для нейтрино. Вычисляется зависимость возникающей поправки к полному сечению нейтринно-ядерного рассеяния от энергии реакции. Приводятся величины данной поправки для нескольких значений параметров модели, допускаемых существующими экспериментальными ограничениями.

The impact of emission of new light gauge bosons on the observed signal in neutrino–nucleus scattering is investigated. As an example, a model with a neutral gauge boson  $Z'$  of the mass around 10 MeV interacting with neutrinos via a  $V-A$  coupling is considered. An equivalent  $Z'$  boson spectrum for neutrinos is proposed. The corresponding correction to the total neutrino–nucleus scattering cross section as a function of the collision energy is calculated. The behavior of the correction at several values of the model parameters allowed by the existing experimental bounds is presented.

PACS: 13.15.+g; 25.30.Pt; 14.70.Pw; 12.60.Cn

## ВВЕДЕНИЕ

Благодаря относительно малому сечению взаимодействия нейтрино с веществом, изучение реакций с участием этих частиц играет особую роль для планирования экспериментов и интерпретации получаемых данных [1]. При регистрации нейтрино, даже в ускорительных экспериментах, не говоря уже об изучении космических лучей, точный энергетический спектр остается неизвестным. Часто удается установить лишь распределение в достаточно широком диапазоне по энергиям. Последнее может быть, конечно, реконструировано по наблюдаемым конечным состояниям, но и эта задача сложна,

---

\*E-mail: ialspbu@gmail.com

поскольку реальный эксперимент никогда не дает полной картины из-за технических ограничений (энергетического, временного и углового разрешения, порогов по энергии).

Другая трудность возникает из-за того, что во многих экспериментах в качестве мишени используются атомные ядра (C, O, Ar), которые представляют собой неточечные объекты и описание взаимодействия с которыми в значительной степени модельно зависимо [2].

В настоящее время восстановление энергии нейтрино возможно с использованием генераторов Монте-Карло [3]. Такие генераторы обладают, с одной стороны, рядом сугубо экспериментальных качеств, таких как свойства мишени и детектора, геометрические особенности установки. Однако при разработке этих генераторов с необходимостью используется также теоретическое описание взаимодействий, поскольку важно не только отличать различные каналы друг от друга, но и определять их количественное соотношение.

Одной из ключевых величин в экспериментах является сечение взаимодействия. Часто ожидаемый сигнал составляет всего несколько процентов (а в некоторых случаях и много меньше) от предсказаний Стандартной модели. Это может быть, например, изучение осцилляций нейтрино в новые состояния, поиск редких распадов. Кроме того, фоновые нейтрино (в частности солнечные или реакторные) легко могут преодолевать защиту и имитировать сигналы искомым событий, поэтому очень важно уметь оценивать их вклад в наблюдаемую картину. Подобную роль фоновых событий играют и нейтроны, генерируемые космическими лучами в грунте или в толще защиты. Отличие нейтронов от нейтрино здесь — несоизмеримо большее сечение, приводящее к большему числу реакций в единицу времени [4]. С другой стороны, нейтронный фон гораздо легче подавляется.

Другой важной компонентой нейтринных экспериментов является информация о лептонном составе нейтринного потока. Знание относительной доли электронных, мюонных и тау-нейтрино в потоке необходимо как для понимания каналов их генерации у источника, так и механизмов осцилляций на пути следования к детектору. Так, существенной экспериментальной проблемой сегодня является регистрация тау-нейтрино [5–7].

Новая физика за рамками Стандартной модели может проявиться в нейтринных реакциях. К примеру, существуют модели с дополнительной симметрией  $U(1)'$ , в рамках которых появляются новые нейтральные калибровочные бозоны [8–10], способные взаимодействовать с нейтрино. Подобные бозоны могут служить одним из возможных объяснений ряда экспериментальных аномалий, наблюдаемых сегодня в различных экспериментах [11].

Возможность экспериментального наблюдения когерентного упругого взаимодействия нейтрино с ядрами [12] позволяет проверить модели с новыми бозонами с высокой степенью точности [13]. Становится возможным

тестирование нейтринного сектора Стандартной модели при энергиях много ниже порога рождения электронов.

В данной работе изучается влияние испускания новых легких ( $\sim 10$  МэВ) калибровочных бозонов на наблюдаемый сигнал при рассеянии нейтрино на атомных ядрах. Вычисляется соответствующая поправка к полному сечению нейтринно-ядерного рассеяния с использованием приближения эквивалентных бозонов (Вайцзеккера–Вильямса).

### МОДЕЛЬ И РАСЧЕТЫ

Обычно в работах изучается обмен новым  $Z'$ -бозоном между нейтрино и ядром в  $t$ -канале (см. рис. 1, *a*), как в статье [13].

Интересно рассмотреть модель, в которой  $Z'$ -бозон взаимодействует только с нейтрино. Тогда  $t$ -канал оказывается закрытым, но остается возможным процесс, в котором налетающие нейтрино излучают  $Z'$ -бозоны, распадающиеся впоследствии в нейтрино-антинейтринные пары, как это показано на рис. 1, *б*. При этом данный процесс будет «невидимым», поскольку нейтрино без взаимодействия покидают детектор. Тем не менее он будет оказывать влияние на измеряемое сечение взаимодействия.

Вычислим поправку к полному сечению рассеяния нейтрино, возникающую за счет излучения  $Z'$ -бозонов. Как и в Стандартной модели, предположим, что взаимодействие бозонов и нейтрино имеет вид

$$\mathcal{L}_e = -e \bar{u}_\nu \gamma_\mu (g_V - g_A \gamma_5) u_\nu Z'^\mu, \tag{1}$$

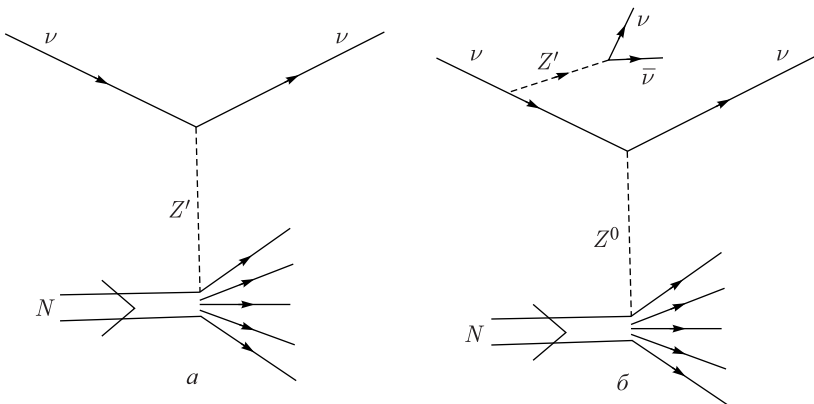


Рис. 1. Схема процесса рассеяния нейтрино на атомном ядре: *a*) путем обмена новым калибровочным бозоном  $Z'$  в  $t$ -канале; *б*) с испусканием  $Z'$ -бозона налетающим нейтрино ( $Z^0$  — массивный нейтральный бозон Стандартной модели)

где  $e$  — элементарный электрический заряд;  $g_V$  и  $g_A$  — некоторые численные коэффициенты.

Рассматриваемый процесс напоминает известное излучение фотонов электронами в начальном состоянии (так называемое initial state radiation), хорошо описываемое методом эквивалентных фотонов Вайцзеккера–Вильямса [14]. Этот метод позволяет получать результаты с хорошей степенью точности, по крайней мере находить порядок величины, при этом значительно упрощая вычисления. В наших расчетах мы также будем пользоваться подобным методом.

Функции эквивалентных спектров массивных векторных частиц изучаются уже давно [15, 16]. Введем по аналогии распределение эквивалентных нейтрино, появляющихся из налетающих нейтрино путем излучения  $Z'$ -бозонов:

$$f_{Z/\nu}(x, s) = \frac{\alpha}{2\pi} (g_V^2 + g_A^2) \frac{1 + (x + m_Z^2/s)^2}{1 - x - m_Z^2/s} \ln \left( \frac{s}{m_Z^2} \right). \quad (2)$$

Здесь  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры;  $m_Z$  — масса  $Z'$ ;  $x$  — доля первоначальной энергии нейтрино, остающаяся после излучения бозона;  $s$  — квадрат полной энергии в системе центра масс реакции. Можно видеть, что если в формуле (2) устремить массу бозона к нулю везде, кроме логарифма, а также положить  $g_V = 1$ ,  $g_A = 0$ , то получается хорошо известный результат КЭД для эквивалентных электронов [17].

Теперь полное сечение процесса, изображенного на рис. 1, б, можно представить в виде

$$\sigma_Z(s) = \int_0^{1 - m_Z^2/s} f_{Z/\nu}(x, s) \sigma_{SM}(xs) dx, \quad (3)$$

где  $\sigma_{SM}(s)$  — это сечение рассеяния нейтрино через нейтральный ток Стандартной модели. Если учесть, что при невысоких энергиях  $\sigma_{SM}(s)$  ведет себя как

$$\sigma_{SM}(s) = \text{const} \times s, \quad (4)$$

то, используя (2) и (4) в (3), получаем наблюдаемое сечение

$$\sigma(s) = \left[ 1 + \frac{\alpha}{\pi} (g_V^2 + g_A^2) \ln^2 \left( \frac{s}{m_Z^2} \right) \right] \sigma_{SM}(s). \quad (5)$$

В последней формуле мы оставили лидирующий дважды логарифмический вклад, что справедливо, поскольку, используя метод эквивалентных частиц, мы неявно подразумевали выполнение условия  $m_Z^2 \ll s$ .

На рис. 2 показана зависимость найденной поправки к сечению от энергии реакции при нескольких значениях массы бозона. Следует отметить, что

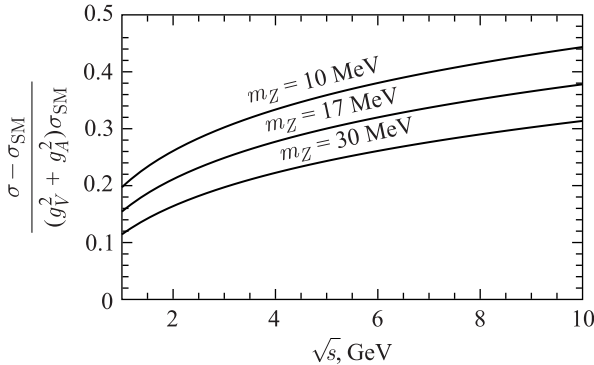


Рис. 2. Зависимость поправки, возникающей за счет излучения новых легких калибровочных бозонов массой  $m_Z$ , к сечению рассеяния нейтрино на атомном ядре от полной энергии реакции в системе центра масс. Поправка нормирована на коэффициент  $g_V^2 + g_A^2$

существующие ограничения на константу взаимодействия бозон–нейтрино при рассматриваемых массах дают  $g_V \lesssim 10^{-3}$ ,  $g_A \lesssim 10^{-3}$  (см., например, [18]), что требует высокой чувствительности эксперимента — порядка  $10^{-4}$  %.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Определение сечений взаимодействия нейтрино с высокой точностью является очень важным аспектом в планировании, проведении и анализе данных экспериментов. Нейтрино может служить чувствительным индикатором к проявлениям новой физики, находящейся за рамками Стандартной модели. Развитие методов регистрации существенно расширило возможности экспериментальных исследований нейтринно-ядерного взаимодействия при низких энергиях.

Большой интерес сегодня вызывают модели с новыми легкими калибровочными бозонами, которые могут служить возможным объяснением ряда экспериментальных аномалий, наблюдаемых в последние годы.

В данной работе исследуется влияние рождения новых бозонов на наблюдаемое сечение рассеяния нейтрино на атомных ядрах. С использованием подхода эквивалентных частиц вычислена соответствующая поправка в аналитическом виде. Этот подход значительно упрощает вычисления и дает результат, пригодный для оценки поправки с точностью до порядка величины. Такая точность достаточна для анализа с учетом того, что свободные параметры модели, такие как константы взаимодействия и масса бозона, могут

изменяться в достаточно широком интервале значений, допускаемом современными экспериментальными ограничениями.

Отметим, что введенная в расчетах функция распределения эквивалентных бозонов является универсальной и может быть использована в других вычислениях.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных научных исследований Президиума РАН «Физика фундаментальных взаимодействий и ядерные технологии».

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Paschos E. A.* // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2002. V. 112. P. 89.
2. *Bukevich A. V.* // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 015501.
3. *Sjöstrand T., Ask S., Christiansen J. R., Corke R., Desai N., Ilten Ph., Mrenna S., Prestel S., Rasmussen Ch. O., Skands P. Z.* // Comp. Phys. Commun. 2015. V. 191. P. 159.
4. *Kochkarov M. M., Alixhanov I. A., Boliev M. M., Dzaparova I. M., Novoseltseva R. V., Novoseltsev Yu. F., Petkov V. B., Volchenko V. I., Volchenko G. V., Yanin A. F.* // Phys. Part. Nucl. 2016. V. 47. P. 980.
5. *Cowen D.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2007. V. 60. P. 227.
6. *Aartsen M. G. et al. (IceCube Collab.)* // Phys. Rev. D. 2016. V. 93. P. 022001.
7. *Alikhanov I., Paschos E. A.* // Phys. Lett. B. 2017. V. 765. P. 272.
8. *Langacker P.* // Phys. Rep. 1981. V. 72. P. 185.
9. *Hewett J. L., Rizzo T. G.* // Phys. Rep. 1989. V. 183. P. 193.
10. *Langacker P.* // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. P. 1199.
11. *Krasnikov N. V.* arXiv:1702.04596 [hep-ph].
12. *Akimov D. et al. (COHERENT Collab.)* // Science. 2017. V. 357. P. 1123.
13. *Lindner M., Rodejohann W., Xu X. J.* // JHEP. 2017. V. 1703. P. 097.
14. *Ioffe B. L., Khoze V. A., Lipatov L. N.* Hard Processes. V. 1. Phenomenology Quark-Parton Model. Amsterdam: Elsevier, 1984.
15. *Cahn R. N., Dawson S.* // Phys. Lett. B. 1984. V. 136. P. 196.
16. *Dawson S.* // Nucl. Phys. B. 1985. V. 249. P. 42.
17. *Chen M. S., Zerwas P. M.* // Phys. Rev. D. 1975. V. 12. P. 187.
18. *Araki T., Kaneko F., Ota T., Sato J., Shimomura T.* // Phys. Rev. D. 2016. V. 93. P. 013014.