

# Квазиупругие взаимодействия нейтрино с ядрами в эмпирической модели бегущей аксиальной массы нуклона <sup>1</sup>

К. С. Кузьмин<sup>†,‡</sup>, В. А. Наумов<sup>†</sup>, О. Н. Петрова<sup>†</sup>

<sup>†</sup> *Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия*

<sup>‡</sup> *Институт теоретической и экспериментальной физики, 117218 Москва, Россия*

## Аннотация

В рамках модели бегущей (зависящей от энергии) аксиальной массы нуклона изучаются неопределенности предсказаний скоростей счета событий квазиупругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на ядерных мишенях, используемых в ускорительных экспериментах по измерению параметров смешивания нейтрино.

PACS: 13.15.+g, 13.60.Hb, 14.60.Lm, 14.60.Pq, 25.30.Pt

## Введение

Наибольшую неопределенность расчета сечений квазиупругого (QE) рассеяния нейтрино на нуклонах вносит аксиальный формфактор нуклона  $F_A(q^2)$ . Как правило, в вычислениях используется дипольная параметризация зависимости  $F_A$  от квадрата переданного 4-импульса  $q^2$ , в которую входит параметр  $M_A$  (аксиальная масса нуклона), измеренный с очень невысокой точностью. В работе предлагается метод расчета QE сечений рассеяния нейтрино на ядрах в рамках модели релятивистского ферми-газа (РФГ) [1] с модифицированной трактовкой аксиальной массы нуклона, позволяющей существенно снизить неопределенности расчета сечений, и, следовательно, более надежно определять параметры смешивания нейтрино в современных ускорительных экспериментах. Результаты расчетов иллюстрируются на примере эксперимента NO $\nu$ A (FNAL) [2], нацеленного на измерение фазы CP-нарушения  $\delta_{CP}$ , определение иерархии масс нейтрино и уточнение углов смешивания  $\theta_{23}$  и  $\theta_{13}$ . NO $\nu$ A – т.н. внеосевой (“off-axis”) эксперимент с двумя детекторами, использующими в качестве мишеней углеродосодержащий сцинтиллятор. Конструкция детекторов позволяет выделять QE события по их топологии. Дальний детектор массой 14 кт расположен под углом 14 мрад к оси пучка мюонных (анти)нейтрино NuMI и находится на расстоянии 810 км от ближнего калибровочного детектора.

---

<sup>1</sup> Доклад на Международной сессии-конференции Секции ЯФ ОФН РАН “Физика фундаментальных взаимодействий”, ОИЯИ, Дубна, Апрель 12–15, 2016.

## Бегущая аксиальная масса нуклона

Анализ экспериментальных данных по измерению полных и дифференциальных QE сечений и  $q^2$ -распределений в  $\nu_\mu$ D-реакциях приводит к значению  $M_A \approx 1$  ГэВ [3–5]. Это значение хорошо описывает результаты экспериментов на ядерных мишенях с  $A > 2$  при средней энергии  $\nu_\mu$ - и  $\bar{\nu}_\mu$ -пучков,  $\langle E_\nu \rangle$ , выше нескольких ГэВ (таких как NOMAD, CERN). Однако для описания данных недавних экспериментов MINER $\nu$ A и MiniBooNE (FNAL)<sup>2</sup> по измерению дифференциальных и дважды дифференциальных сечений CC-взаимодействия  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  на углеродосодержащих мишенях при  $\langle E_\nu \rangle \lesssim 1$  ГэВ значение  $M_A$  необходимо существенно увеличить. Этот эффект очевидно связан с неприменимостью РФГ модели в ее стандартной формулировке для расчета ядерных поправок при низких энергиях. Структурные функции  $T_i$ , описывающие QE рассеяние на ядре, зависят не только от  $q^2$ , но так же от переданных ядру энергии  $q_0$  и 3-импульса  $|\mathbf{q}|$ . С учетом сохранения энергии-импульса эта зависимость сводится (в лаб. системе) к зависимости  $T_i$  от  $q^2$  и энергии нейтрино  $E_\nu$ , что позволяет свести учет ядерных эффектов, выходящих за рамки РФГ, к замене параметра  $M_A$  в структурных функциях на эмпирическую, убывающую с энергией функцию  $M_A^{\text{run}} = M_A^{\text{run}}(E_\nu)$  – “бегущую аксиальную массу”. Детальный статистический анализ имеющихся ускорительных данных показал, что простейшая параметризация  $M_A^{\text{run}} = M_0 (1 + E_0/E_\nu)$  обеспечивает хорошее описание полных, дифференциальных и дважды дифференциальных QE сечений, а также

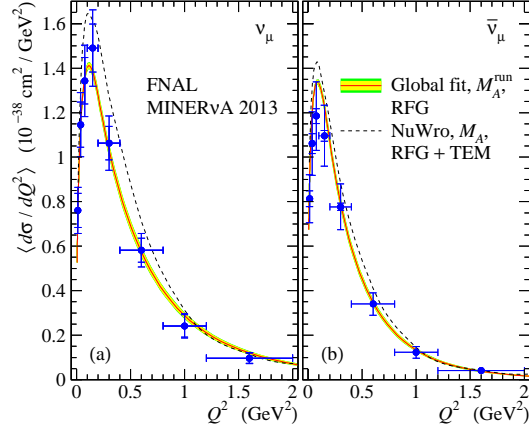


Рис. 1: Усредненные по спектру дифференциальные сечения рассеяния  $\nu_\mu$  (а) и  $\bar{\nu}_\mu$  (б), полученные в эксперименте MINER $\nu$ A. Сплошные кривые и полосы – расчет с  $M_A^{\text{run}}$  с учетом неопределенностей параметров  $M_0$  и  $E_0$  на 63%-ном уровне значимости. Штриховые кривые – расчет, выполненный с генератором NuWro в модели РФГ+ТЕМ [6] при  $M_A = 0.99$  ГэВ.

<sup>2</sup>Ссылки на статьи с экспериментальными результатами приведены в [4, 5].

$q^2$ -распределений для всех ядерных мишеней, используемых в нейтринных экспериментах, при значениях параметров  $M_0 = 1.006 \pm 0.025$  ГэВ и  $E_0 = 0.334_{-0.054}^{+0.058}$  ГэВ. Для расчета электромагнитных формфакторов нуклона использовалась модель [7]. Параметр  $M_0$ , чье значение близко к токовому значению  $M_A$ , извлеченному из дейтериевых данных, можно отождествить с истинной (токовой) аксиальной массой  $M_A$ .

На рис. 1 показано сравнение нашего расчета дифференциальных сечений рассеяния  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  на нуклонах углеродосодержащей мишени с данными эксперимента MINER $\nu$ A. Сравнения расчетов с полным набором экспериментальных данных приведены в работах [4, 5].

На рис. 2 показаны ожидаемые числа событий, вызванных QE взаимодействиями нейтрино и антинейтрино в дальнем детекторе NO $\nu$ A. Числа событий определяются потоком (анти)нейтрино от ускорителя,

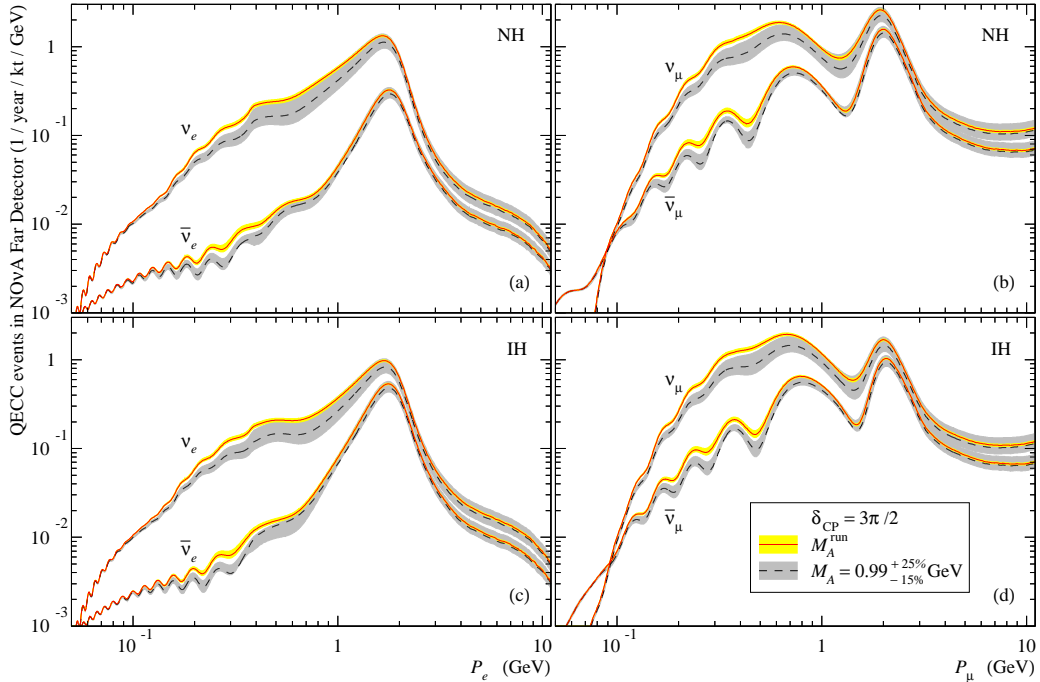


Рис. 2: Числа QE событий, индуцированные  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  в  $\nu$ -моду,  $\bar{\nu}_e$  и  $\bar{\nu}_\mu$  в  $\bar{\nu}$ -моду, в дальнем детекторе NO $\nu$ A при  $\delta_{\text{CP}} = 3\pi/2$ . Расчет сделан в предположении нормальной (a,b) и обратной (c,d) иерархий масс нейтрино. Показаны расчеты, использующие постоянное значение  $M_A$ , принятое в эксперименте NO $\nu$ A по умолчанию, и с  $M_A^{\text{run}}$ . Полосы неопределенности у кривых соответствуют неопределенностям  $M_A$  и  $M_A^{\text{run}}$  на уровне  $1\sigma$ .

вероятностями флейворных осцилляций, сечениями взаимодействия (анти)нейтрино с веществом детектора и эффективностью регистрации событий данного типа (полагалась равной 1 в данном примере). Для расчета усиления эффекта CP-нарушения в дальнем детекторе NO $\nu$ A за счет когерентного рассеяния нейтрино на электронах при прохождении пучка сквозь вещество Земли (МСВ механизм) использована модель плотности земной коры CRUST 1.0 [8], но вместо меняющейся вдоль траектории пучка плотности использовалось ее эффективное постоянное значение, наилучшим образом воспроизводящее результаты расчета с модельным профилем плотности (см. [5]). Для среды с постоянной плотностью вероятности флейворных переходов  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  вычислялись по точному решению эволюционного уравнения (см., например, [9]). Параметры смешивания и разности квадратов масс нейтрино взяты из [10].

### Выводы

Учет эффективной зависимости  $M_A$  от энергии приводит к общему увеличению чисел событий и значительному уменьшению систематической ошибки, обусловленной неопределенностями расчета сечений взаимодействия (анти)нейтрино с ядрами. Метод бегущей аксиальной массы можно использовать для моделирования событий и обработки данных ускорительных экспериментов по изучению нейтринных осцилляций.

**Благодарности.** Авторы благодарят Л. Д. Колупаеву, А. Г. Ольшевского, О. Б. Самойлова, Д. В. Тайченачева, И. М. Шандрова и А. С. Шешукова за полезные обсуждения и помощь в работе, а так же коллаборацию NO $\nu$ A за предоставленную информацию. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научных проектов № 14-22-03090 и № 16-02-01104-а.

### Список литературы

- [1] *Smith R. A. and Moniz E. J.* // Nucl. Phys. B. 1972. V. 43. P. 605. Erratum *ibid.* B. 1975. V. 101. P. 547.
- [2] *Patterson R. B. (on behalf of the NO $\nu$ A Collaboration)* // Nucl. Phys. B. (Proc. Suppl.) 2013. V. 151. P. 235. [arXiv:1209.0716 [hep-ex]].
- [3] *Kuzmin K. S., Lyubushkin V. V. and Naumov V. A.* // Eur. Phys. J. C. 2008. V. 54. P. 517. [arXiv:0712.4384 [hep-ph]].
- [4] *Kuzmin K. S. and Naumov V. A.* // in preparation.

- [5] *Kolupaeva L. D., Kuzmin K. S., Petrova O. N. and Shandrov I. M.* // Mod. Phys. Lett. A. 2016. V. 31. No. 12. P. 1650077. [arXiv:1603.07451 [hep-ph]].
- [6] *Bodek A., Budd H. S., Christy M. E. and Gautam T. N. S.* // arXiv:1310.7669 [nucl-ex].
- [7] *Bodek A., Avvakumov S., Bradford R. and Budd H. S.* // J. Phys. Conf. Ser. 2008. V. 110. P. 082004 [arXiv:0709.3538 [hep-ex]].
- [8] *Laske G., Masters G., Ma Z. and Pasyanos F.* Geophys. Res. Abstracts, 2013. V. 15, Abstract EGU2013-2658.
- [9] *Naumov V. A.* ЖЭТФ. 1992. Т. 101. С. 3.
- [10] *Olive K. A. et al. (Particle Data Group).* // Chin. Phys. C. 2014. V. 38. P. 090001.