



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2006–11
ОНФ

Н.М. Агабабян ¹, В.В. Аммосов, М. Атаян ², Н. Григорян ²,
Г. Гулканян ², А.А. Иванюлов ^{*}, Ж. Карамян ², В.А. Коротков

ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ МЮОННОГО НЕЙТРИНО НА ЯДРАХ ПРИ $E_\nu < 1$ ГЭВ

Направлено в *ЯФ*

¹) Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

²) Ереванский физический институт, Армения

^{*} E-mail: ivanilov@ihep.ru

Протвино 2006

Аннотация

Агабабян Н.М., Аммосов В.В., Атаян М. и др. Исследование квазиупругого рассеяния мюонного нейтрино на ядрах при $E_\nu < 1$ ГэВ: Препринт ИФВЭ 2006–11. – Протвино, 2006. – 7 с., 4 рис., библиогр.: 14.

Исследована реакция квазиупругого рассеяния мюонного нейтрино на ядрах пропан-фреоновой смеси при энергиях $E_\nu < 1$ ГэВ. Измерены распределения по множественности, импульсу и углу вылета конечных протонов, а также зависимость средних значений этих распределений от энергии нейтрино в области $0.2 < E_\nu < 1$ ГэВ.

Abstract

Agababyan N.M., Ammosov V.V., Atayan M. et al. The Study of the Quasielastic Scattering of the Muon Neutrino on Nuclei at $E_\nu < 1$ GeV: IHEP Preprint 2006–11. – Protvino, 2006. – p. 7, figs. 4, refs.: 14.

The quasielastic scattering of the muon neutrino on nuclei of the propane-freon mixture is studied at $E_\nu < 1$ GeV. The multiplicity, momentum and angular distributions of final protons are measured. The dependence of the mean values of these distributions on the neutrino energy is extracted at the range of $0.2 < E_\nu < 1$ GeV.

1. Введение

Основным каналом взаимодействия мюонного нейтрино с атомным ядром при энергиях $E_\nu < 1$ ГэВ является квазиупругое рассеяние нейтрино на внутриядерном нейтроне

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p \quad (1)$$

с возможным перерасеянием протона отдачи в ядре. Наблюдаемая реакция имеет вид

$$\nu_\mu + A \rightarrow \mu^- + (kp) + A', \quad (2)$$

где k – число конечных протонов, A' – ядро-остаток и нейтроны, образованные в результате вторичных внутриядерных взаимодействий. При энергиях $E_\nu > 1$ ГэВ реакция (1) на ядрах тяжелее дейтерия исследовалась в ряде экспериментов (см. работу [1] и ссылки, содержащиеся в ней). Однако подробные характеристики реакции (2), в частности множественность и спектры конечных протонов, в настоящее время не изучены. Такие данные при $E_\nu < 1$ ГэВ могут быть полезными в проводимых в настоящее время исследованиях осцилляций нейтрино (см., например, [2]).

Целью настоящей работы является изучение характеристик квазиупругого канала реакции (2) при $E_\nu < 1$ ГэВ на основе экспериментальных данных, полученных при помощи пузырьковой камеры СКАТ [3]. Раздел 2 посвящен методическим вопросам эксперимента, в частности методике выделения квазиупругого канала и восстановления энергетического спектра нейтрино. В разделе 3 приводится сравнение экспериментальных данных по распределениям кинематических переменных реакции (2) с теоретическими предсказаниями. В разделе 4 приведены множественные и инклюзивные характеристики конечных протонов в реакции (2). Основные результаты работы сформулированы в Заключение.

2. Методика выделения квазиупругого канала и восстановления спектра нейтрино

Эксперимент выполнен на пузырьковой камере СКАТ, облученной в широкополосном пучке нейтрино Серпуховского ускорителя при энергии первичных протонов 70 ГэВ. Камера была заполнена пропан-фреоновой смесью (по объему 87% пропана C_3H_8 и 13%

фреона CF_3Br) с процентным содержанием ядер $H : C : F : Br = 67.9 : 26.8 : 4.0 : 1.3\%$. Относительное нейтронное содержание ядер составило $C : F : Br = 61.3 : 15.5 : 23.2\%$. Плотность смеси 0.55 г/см^3 , радиационная длина $X_0 = 50 \text{ см}$, длина ядерного взаимодействия 149 см . Полный объем камеры составлял 6.5 м^3 , используемый эффективный объем равен 1.73 м^3 . В рабочем объеме камеры обеспечивалось однородное магнитное поле напряженностью 20 кГс .

Отбирались события взаимодействий заряженного тока, содержащие отрицательно заряженный мюон и один или более идентифицированных протонов. Протоны с импульсом менее 0.6 ГэВ/с и часть протонов с импульсом $0.6 < p < 0.8 \text{ ГэВ/с}$ идентифицировались по остановке в камере. Средняя относительная ошибка $\Delta p/p$ измерения импульса мюона и протона составляла 7% и 10% соответственно. При отборе событий требовалось, чтобы для всех конечных частиц $\Delta p/p$ не превышала 27% .

Для последующего анализа отбирались события, в которых видимая энергия нейтрино E_ν^{vis} (сумма энергии мюона E_μ и кинетических энергий протонов $\sum T_i$) не превышала 1 ГэВ . Таких событий оказалось 367 , что составило примерно 1.5% от всех зарегистрированных в камере событий заряженного тока.

Для уменьшения вклада фоновых процессов налагался ряд ограничений:

- а) сумма продольных импульсов конечных частиц $\sum p_i^{\parallel} > 0$;
- б) $E_\mu - p_\mu^{\parallel} < 0.8 \text{ ГэВ}$;
- в) сумма кинетических энергий конечных протонов $\sum T_i > 0.02 \text{ ГэВ}$;
- г) доля видимой энергии, переданной протонам, $y = \sum T_i / E_\nu^{vis} < 0.7$.

Количество отобранных событий оказалось равным 210 . При наличии в конечном состоянии протона с импульсом $0.6 \div 0.8 \text{ ГэВ/с}$ событие анализировалось с весом, определяемым эффективностью идентификации протона. Количество взвешенных таким образом событий оказалось равным 216.3 . Распределение отобранных событий по видимой энергии E_ν^{vis} показано на рис. 1а.

Одним из основных источников фона в квазиупругой реакции является процесс рождения π^+ -мезона с его последующим поглощением на квазидейтронной (np)-паре, а также, в значительно меньшей степени, (nn)-паре [4,5]. Вероятность того, что этот процесс будет имитировать исследуемую реакцию, определяется зависящей от импульса π^+ -мезона вероятностью его поглощения на паре нуклонов [6], эффективным числом квазидейтронов в ядре-мишени [7], а также условием, что суммарная энергия конечных частиц не превышает 1 ГэВ . На рис. 1а приведено распределение по E_ν^{vis} (белые кружки) для событий с π^+ -мезоном в конечном состоянии, взвешенных в соответствии с вероятностью имитации реакции (2).

Другим источником фона является реакция нейтринорождения π^0 -мезона, не зарегистрированного в камере. Для оценки этого фона использовались события с зарегистрированными γ -квантами. На рис. 1а показано (треугольники) распределение по E_ν^{vis} для таких событий, взвешенных в соответствии с вероятностью имитации реакции (2). Ожидаемый суммарный вклад фоновых событий составил 11% .

В конечном состоянии реакции (2) могут присутствовать незарегистрированные нейтроны, которым в результате внутриядерных перерассеяний передана часть кинетической энергии протона отдачи из первичной реакции (1). Поэтому величину E_ν^{vis} следует рассматривать как нижнюю границу энергии нейтрино.

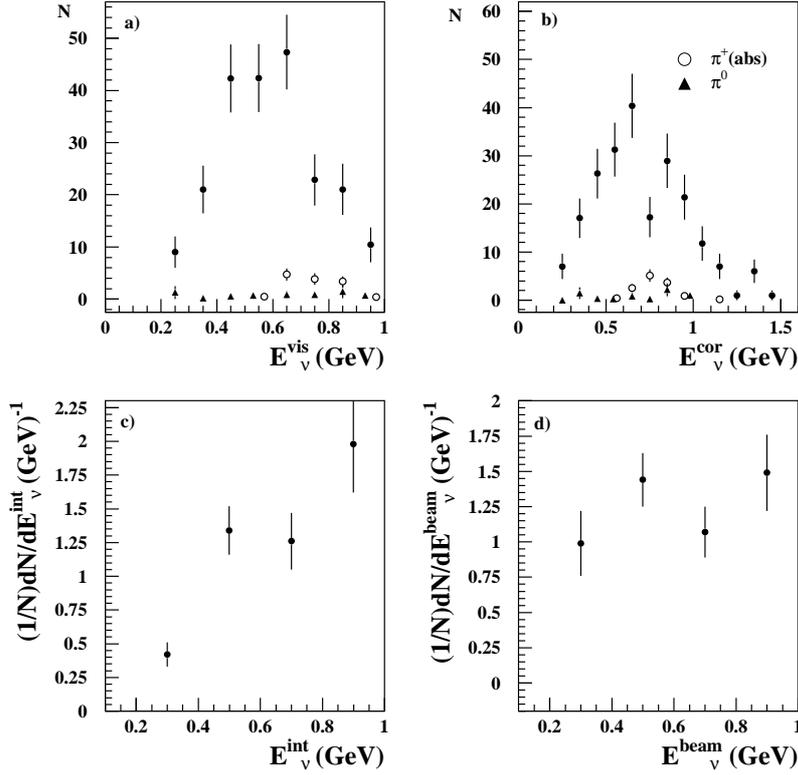


Рис. 1. Распределения по видимой энергии нейтрино E_ν^{vis} (a) и по скорректированной энергии нейтрино E_ν^{cor} (b). Показаны также ожидаемые распределения для фоновых событий с рождением и последующим поглощением π^+ -мезона (треугольники), с рождением незарегистрированного π^0 -мезона (белые кружки), по энергии провзаимодействовавших нейтрино E_ν^{int} (c), по энергии пучковых нейтрино E_ν^{beam} (d).

Другую оценку E_ν можно получить из кинематики двухчастичной реакции (1). В приближении покоящегося нейтрона-мишени восстановленная энергия нейтрино равна

$$E_\nu^{rec} = \frac{m_p E_\mu - 0.5 m_\mu^2}{m_p - (E_\mu - p_\mu^{\parallel})}, \quad (3)$$

где m_p и m_μ – масса протона и мюона соответственно.

Вследствие Ферми-движения нейтрона оценка (3) может заметно отличаться от истинной энергии E_ν . Монте-Карло расчеты на основе дифференциального сечения [8,9] реакции (1) с учетом Ферми-движения [10] и энергии связи [11,12] нейтрона в ядре, а также ошибок измерения импульса мюона показывают, что $E_\nu < E_\nu^{max} = 1.32 E_\nu^{rec}$. Если E_ν^{max} превышало E_ν^{vis} , то энергия нейтрино считалась равной среднему значению двух оценок $E_\nu^{cor} = 0.5(E_\nu^{vis} + E_\nu^{max})$. В противном случае считалось, что вся энергия нейтрино передана мюону и зарегистрированным протонам, т.е. $E_\nu^{cor} = E_\nu^{vis}$.

При окончательном отборе событий применялось дополнительное ограничение $y < 0.43 + 0.26 E_\nu^{cor}$.

Распределение числа событий по E_ν^{cor} показано на рис. 1b. События с $E_\nu^{cor} > 1$ ГэВ исключались из дальнейшего рассмотрения. Число событий в окончательной выборке оказалось равным 186. На том же рисунке приведены распределения для фоновых событий, удовлетворяющих всем применяемым правилам отбора. В дальнейшем их вклад вычитался из соответствующих распределений для основной выборки.

Полученное распределение по E_ν^{cor} является приближением истинного распределения по энергии E_ν^{int} взаимодействовавших нейтрино. Искажение распределения по E_ν^{int} обусловлено Ферми-движением нейтрона-мишени, ошибками измерения импульсов конечных частиц и критериями отбора событий. Кроме того, события, в которых импульс протона отдачи в начальном акте (1) превышал 0.8 ГэВ/с, могли быть включены в выборку, если протон претерпевал упругое или зарядовообменное рассеяние, приводящее к уменьшению его импульса до $p < 0.8$ ГэВ/с. Вероятность регистрации таких событий была рассчитана на основе имеющихся экспериментальных данных [13,14] по парциальным и дифференциальным сечениям pp - и pn -взаимодействий.

В результате моделирования реакции (1) с учетом указанных источников искажения были определены коэффициенты обратного преобразования искаженного распределения (по E_ν^{cor}) в неискаженное (по E_ν^{int}). Полученное нормированное распределение по E_ν^{int} показано на рис. 1c. Аналогичным образом был восстановлен энергетический спектр пучковых нейтрино (рис. 1d), указывающий на слабую энергетическую зависимость потока нейтрино в области $0.2 < E_\nu^{beam} < 1$ ГэВ.

3. Кинематические характеристики квазиупругого канала и их сравнение с теоретическими предсказаниями

Измеренный импульс мюона и скорректированная энергия нейтрино позволяют определить все кинематические переменные реакции (2): квадрат переданного четырехимпульса $Q^2 = 2E_\nu^{cor}(E_\mu - p_\mu^{\parallel}) - m_\mu^2$; переданную энергию $\nu = E_\nu^{cor} - E_\mu$; квадрат инвариантной массы адронной системы $W^2 = 2m_p\nu - Q^2 + m_\mu^2$; долю энергии нейтрино, переданной адронной системе $y = \nu/E_\nu^{cor}$. Распределения по этим переменным, а также по импульсу p_μ и косинусу угла вылета $\cos\vartheta_\mu$ мюона показаны на рис. 2. Там же приведены результаты Монте-Карло расчетов, учитывающих все перечисленные в предыдущем разделе источники искажения спектров.

Как видно из рис. 2a, расчеты хорошо воспроизводят характерное расширение распределения по W^2 и смещение его максимума с $W^2 = m_p^2 = 0.88$ ГэВ² до $W^2 \sim 0.95$ ГэВ². Отсутствие заметных отклонений экспериментального спектра от расчетной гистограммы в области $W^2 > (m_p + m_\pi)^2 \approx 1.16$ ГэВ² указывает на малую примесь событий нейтринорождения пиона.

Хорошее согласие с расчетами имеет место также для остальных экспериментальных спектров, приведенных на рис. 2. Некоторое смещение экспериментальных спектров по y и ν в сторону больших значений по сравнению с расчетными (рис. 1c и 1d) может быть обусловлено погрешностями примененного в данной работе метода восстановления энергии нейтрино. В целом можно заключить, что приведенные на рис. 2 экспериментальные данные соответствуют основным характеристикам квазиупругого рассеяния нейтрино на ядре.

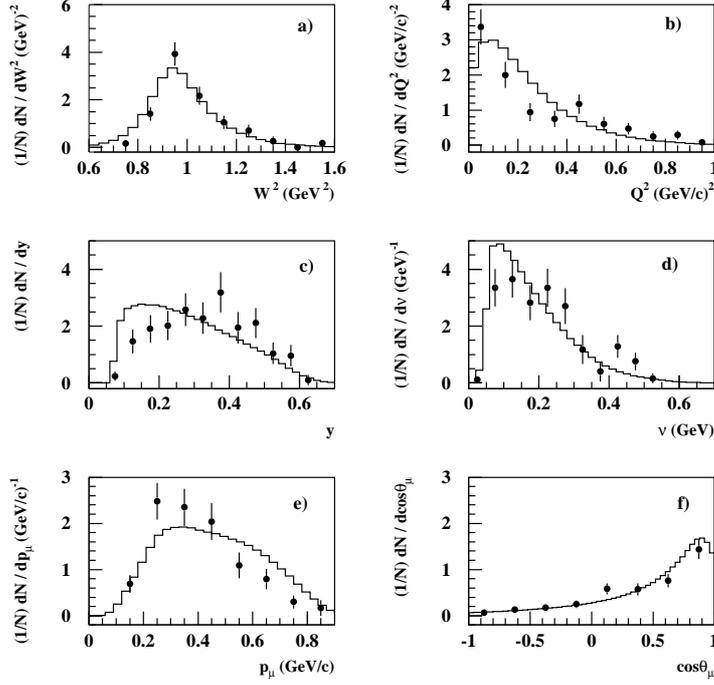


Рис. 2. Распределения по квадрату инвариантной массы адронной системы W^2 (a); по квадрату переданного четырехимпульса Q^2 (b); по доле y энергии нейтрино, переданной адронной системе (c); по энергии ν , переданной адронной системе (d); по импульсу мюона (e); по косинусу угла вылета мюона (f).

4. Характеристики конечных протонов в нейтрино-ядерном квазиупругом рассеянии

Приведенные ниже характеристики протонов относятся к интервалу импульсов от 0.15 до 0.8 ГэВ/с.

Распределение по множественности протонов показано на рис. 3a. Около 45% событий относятся к однопротонным. Максимальное наблюдаемое число протонов $n_p^{max} = 7$, а их средняя множественность $\langle n_p \rangle = 1.87 \pm 0.07$. Распределения для протонов, вылетающих по отношению к направлению нейтрино под углами $\vartheta_p < 90^\circ$ ($\langle n_p \rangle = 1.19 \pm 0.06$) и $\vartheta_p \geq 90^\circ$ ($\langle n_p \rangle = 0.68 \pm 0.05$), приведены на рис. 3b и 3c. На этих же рисунках приведены распределения Пуассона, рассчитанные при указанных средних значениях $\langle n_p \rangle$.

Импульсное распределение протонов (рис. 3d) имеет максимум при $p \sim 0.25$ ГэВ/с и среднее значение $\langle p \rangle = 0.38 \pm 0.01$ ГэВ/с. Средние значения импульсных распределений для протонов, вылетающих под углами $\vartheta_p < 90^\circ$ и $\vartheta_p \geq 90^\circ$ (рис. 3e и 3f), равны 0.41 ± 0.01 и 0.33 ± 0.01 ГэВ/с, соответственно. Импульсные распределения можно аппроксимировать функцией вида $(1/N)dn_p/dp = Ap^\alpha \exp(-bp^2)$, где $A = 77.7 \pm 28.0$, $\alpha = 1.71 \pm 0.23$, $b = 8.7 \pm 0.8$ (ГэВ/с) $^{-2}$ для всех протонов; $A = 68.3 \pm 30.0$, $\alpha = 2.09 \pm 0.30$, $b = 8.5 \pm 0.9$ (ГэВ/с) $^{-2}$ для протонов с $\vartheta < 90^\circ$ и $A = 20.3 \pm 16.2$, $\alpha = 1.28 \pm 0.45$, $b = 9.3 \pm 2.2$ (ГэВ/с) $^{-2}$ для протонов с $\vartheta \geq 90^\circ$.

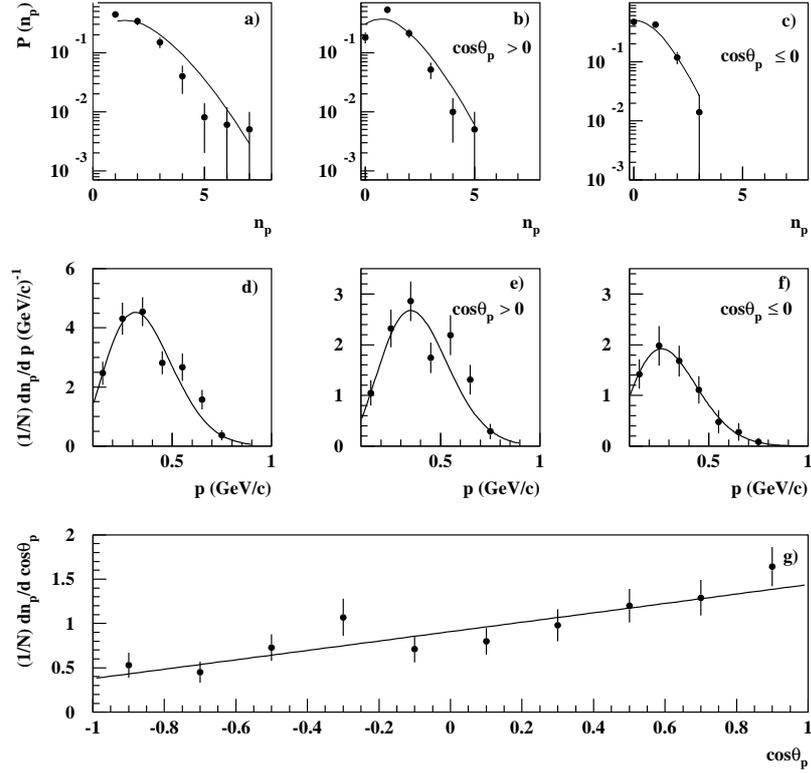


Рис. 3. Распределение по множественности всех протонов (a), протонов с $\vartheta_p < 90^\circ$ (b) и с $\vartheta_p \geq 90^\circ$ (c). Кривые – результат аппроксимации распределением Пуассона. Импульсное распределение всех протонов (d), протонов с $\vartheta_p < 90^\circ$ (e) и с $\vartheta_p \geq 90^\circ$ (f). Кривые – результат аппроксимации спектров (см. текст). Распределение по косинусу угла вылета протонов (g). Прямая – результат аппроксимации линейной зависимостью от $\cos\vartheta_p$.

Распределение по косинусу угла вылета протонов представлено на рис. 3g. Его можно аппроксимировать линейной зависимостью $a + b\cos\vartheta_p$, где $a = 0.91 \pm 0.05$ и $b = 0.53 \pm 0.09$. Среднее значение $\langle \cos\vartheta_p \rangle$ слабо зависит от энергии нейтрино (см. рис. 4c) и равно 0.19 ± 0.03 . Средняя множественность протонов (рис. 4a) и их средний импульс (рис. 4b) в зависимости от E_ν^{cor} слегка растут в области $0.2 \div 0.6$ ГэВ, оставаясь практически неизменными в области $0.6 \div 1$ ГэВ.

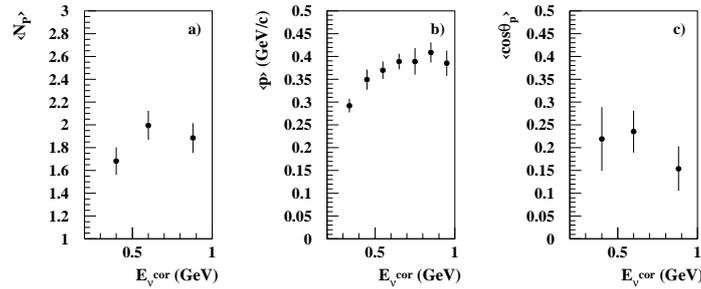


Рис. 4. Зависимость от энергии нейтрино средней множественности (a), среднего импульса (b) и среднего косинуса вылета протонов (c).

5. Заключение

Впервые проведено детальное исследование нейтрино-ядерной реакции (2) в области $E_\nu < 1$ ГэВ.

Измеренные инклюзивные спектры по кинематическим переменным изучаемого процесса в целом хорошо воспроизводятся расчетами с использованием известного дифференциального сечения реакции $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$, модифицированного с учетом Ферми-движения нейтрона-мишени, экспериментальных погрешностей и правил отбора событий.

Измерены распределения по множественности, импульсу и косинусу угла вылета конечных протонов, а также зависимость средних величин этих распределений от энергии нейтрино в области $0.2 < E_\nu < 1$ ГэВ.

Полученные данные могут оказаться полезными в проводимых в настоящее время исследованиях осцилляций нейтрино в области $0.2 < E_\nu < 1$ ГэВ.

Список литературы

- [1] Г.Ю.Грабош и др., ЯФ **47**, 1630 (1989).
- [2] Y.Oyama, KEK Preprint 2001-7 (2001); T.Ishii, KEK Preprint 2002-28 (2002).
- [3] В.В.Аммосов и др., ЭЧАЯ **23**, 648 (1992).
- [4] V.M.Asaturyan, A.G.Khudaverdyan and G.R.Gulkanyan, Nucl. Phys. A **496**, 770 (1989).
- [5] Н.М.Агабабян и др., ЯФ **65**, 1 (2002).
- [6] V.Flaminio et al., CERN-HERA 83-01 (1983).
- [7] O.Taveras et al., Lett. Nuovo Cimento **27**, 358 (1980).
- [8] С.Н.Llewellyn Smith, Phys. Rep. C **3**, 261 (1972).
- [9] С.М.Биленький. Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов. М.: Энергоиздат (1981).
- [10] Y.Haneishi and T.Fujita, Phys. Rev. **33**, 260 (1986).
- [11] И.Г.Азнаурян, И.А.Трошенкова, ЯФ **43**, 219 (1986).
- [12] С.Л.Белостоцкий и др., Препринт ЛИЯФ - 867 (1983).
- [13] V.Flaminio et al., CERN-HERA 79-03 (1979).
- [14] O.Benary et al., UCRL-20000 NN (1970).

Рукопись поступила 4 июля 2006 г.

Н.М. Агабабян, В.В. Аммосов, М. Атаян и др.

Исследование квазиупругого рассеяния мюонного нейтрино на ядрах при $E_\nu < 1$ ГэВ.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **ИТЭХ**.

Редактор Л.Ф. Васильева.

Подписано к печати 06.07.2006. Формат 60 × 84/8.
Офсетная печать. Печ.л. 1,125. Уч.-изд.л. 0,9. Тираж 90. Заказ 80.
Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

