

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НЕЙТРИНО В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ НЕЙТРИНО НА ПРОТОНЕ

© 2023 г. К. А. Кузаков^{1)*}, Ф. М. Лазарев^{1)**}, А. И. Студеникин^{1)***}

Поступила в редакцию 07.12.2022 г.; после доработки 07.12.2022 г.; принята к публикации 07.12.2022 г.

Подробно рассматривается вклад электромагнитных характеристик нейтрино в упругое рассеяние нейтрино на протоне. Электромагнитные свойства нейтрино вводятся через зарядовый, магнитный, электрический и анапольный формфакторы в базисе массовых состояний нейтрино. При этом учитываются эффекты смешивания трех нейтринных состояний и эффекты изменения флейвора нейтрино, движущегося от источника к детектору. Также учитываются слабые нейтральные и электромагнитные формфакторы нуклона. Проведено сравнение численных результатов для дифференциального сечения упругого рассеяния нейтрино на протоне с учетом нейтринных зарядового радиуса и магнитного момента с предсказаниями Стандартной модели для реакторных и ускорительных нейтрино.

DOI: 10.31857/S00444002723030121, EDN: RLDCSF

1. ВВЕДЕНИЕ

В Стандартной модели (СМ) нейтрино считаются безмассовыми нейтральными частицами, которые слабо взаимодействуют с веществом за счет обмена $W^\pm$ - и Z^0 -бозонами. Однако ненулевая масса и смешивание нейтрино указывают на наличие нейтринных свойств и взаимодействий за пределами СМ. В этой связи, в частности, представляет интерес поиск электромагнитных характеристик нейтрино [1–3]. Действительно, уже в СМ предсказывается отличный от нуля нейтринный зарядовый радиус [4–6], а в минимально расширенной СМ — еще и ненулевой нейтринный магнитный момент [7]. В представленном ниже исследовании рассматривается наиболее общий случай электромагнитных свойств нейтрино: наряду с зарядовым радиусом и магнитным моментом мы также учитываем электрический миллизаряд, анапольный и электрический дипольный моменты.

Эффекты электромагнитных свойств нейтрино могут проявляться как в астрофизических процессах, когда нейтрино распространяются в сильных магнитных полях и плотных средах, так и в лабораторных экспериментах с потоками нейтрино от различных источников. В последнем случае весьма чувствительным и широко используемым методом является измерение сечений рассеяния нейтрино на

различных мишенях. Так, в работах [8, 9] обсуждается рассеяние нейтрино на нуклонах и ядрах при разных энергиях, а также указывается на необходимость проведения точных теоретических расчетов для нужд экспериментов. Для экспериментального исследования процессов рассеяния нейтрино на нуклоне или ядре необходимо учитывать радиационные поправки [10–12], детали внутренней структуры нуклона и ядра как для упругих [13–15], так и для неупругих столкновений [16].

В последнее время особый интерес представляют исследования когерентного упругого рассеяния нейтрино на ядре ($CE\nu NS$), которое было предсказано почти 50 лет назад [17] и впервые зарегистрировано в эксперименте только недавно — в 2017 г. коллаборацией COHERENT [18]. $CE\nu NS$ является не только новым инструментом для исследования свойств нейтрино, но и позволяет изучать структуру ядра [19–21]. Кроме того, этот процесс может давать вклад в фоновый сигнал в экспериментах по поиску частиц темной материи.

Одними из ожидаемых проявлений новой физики в $CE\nu NS$ -экспериментах могут быть эффекты электромагнитных взаимодействий нейтрино. Данные $CE\nu NS$ -экспериментов COHERENT, CONUS и Dresden-II уже использовались для получения ограничений на нейтринные миллизаряд, зарядовый радиус и магнитный момент [22–26]. Ожидается, что в ближайшем будущем появятся данные ряда других новых экспериментов по исследованию процесса $CE\nu NS$.

Для исследования электромагнитных свойств нейтрино в $CE\nu NS$ -экспериментах требуется разработка теоретического аппарата, учитывающего

¹⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва 119991, Россия.

*E-mail: kouzakov@srd.sinp.msu.ru

**E-mail: lazarev_fm15@physics.msu.ru

***E-mail: studenik@srd.sinp.msu.ru

различные электромагнитные формфакторы нейтрино и ядра. Реализацию такой задачи целесообразно начать с процесса упругого рассеяния нейтрино на протоне, представляющем собой простейшую ядерную мишень. Кроме того, упругое нейтрино-протонное рассеяние является многообещающим инструментом для обнаружения нейтрино от сверхновых [27].

Статья организована следующим образом. В разд. 2 обсуждается структура вершинной функции для частицы со спином $1/2$, учитывающая используемые слабые нейтральные формфакторы нуклона и электромагнитные формфакторы нуклона и нейтрино. Также в этом разделе приводится параметризация нуклонных формфакторов, которые затем используются в численных расчетах. В разд. 3 представлен расчет сечения упругого рассеяния нейтрино на нуклоне при условиях, характерных для лабораторных экспериментов по рассеянию нейтрино на мишени. В разд. 4 обсуждаются результаты численных расчетов нейтрино-протонных сечений на основе полученных формул для различных значений электромагнитных характеристик нейтрино, а также проводится сравнение с предсказанием СМ. В Заключение приведены основные выводы данной работы.

2. ФОРМФАКТОРЫ НЕЙТРИНО И НУКЛОНА

Кратко остановимся на общем подходе к описанию свойств электромагнитного и слабого взаимодействия фермиона со спином $1/2$ (подробное изложение данного вопроса для случая электромагнитного взаимодействия нейтрино содержится в [1]). Параметры взаимодействия фермиона с фотоном и Z^0 -бозоном задаются вершинной функцией $\Lambda_\mu^{fi}(p_i, p_f)$ (здесь $p_{i(f)}$ — импульс начальной (конечной) частицы с массой $m_{i(f)}$ и спином $1/2$), которая определяет матричный элемент фермионного тока:

$$\langle p_f | j_\mu(0) | p_i \rangle = \bar{u}_f(p_f) \Lambda_\mu^{fi}(q, l) u_i(p_i), \quad (1)$$

где $u_i(p_i)$ и $u_f(p_f)$ — биспинорные амплитуды свободных частиц. Используя 4-импульсы $q^\mu = p_i^\mu - p_f^\mu$, $l^\mu = p_i^\mu + p_f^\mu$, метрический тензор $g^{\mu\nu}$ и антисимметричный тензор Леви-Чивиты $\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$, 4×4 -матрица $\Lambda_\mu^{fi}(q, l)$ может быть представлена в виде линейной комбинации 16 матриц: $\mathbb{1}$, γ_5 , γ^μ , $\gamma^\mu \gamma_5$ и $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$. Из условия эрмитовости, т.е. $j_\mu^\dagger = j_\mu$, следует, что

$$[\Lambda_\mu^{fi}(q, l)]^\dagger = \gamma^0 \Lambda_\mu^{if}(-q, l) \gamma^0. \quad (2)$$

В результате с помощью соотношений Гордона можно прийти к виду [28]

$$\begin{aligned} \Lambda_\mu^{fi}(q) = & f_1^{fi}(q^2) q_\mu + f_2^{fi}(q^2) q_\mu \gamma_5 + \\ & + f_3^{fi}(q^2) \gamma_\mu + f_4^{fi}(q^2) \gamma_\mu \gamma_5 + f_5^{fi}(q^2) \sigma_{\mu\nu} q^\nu + \\ & + f_6^{fi}(q^2) \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q^\nu \sigma^{\alpha\beta}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь шесть формфакторов $f_{1,2,3,4,5,6}^{fi}(q^2)$ в силу требования лоренц-инвариантности являются функциями q^2 . При этом $f_{2,3,4}^{fi}$ принимают вещественные значения, а $f_{1,5,6}^{fi}$ принимают мнимые значения.

В случае электромагнитного тока из калибровочной инвариантности следует его сохранение $\partial_\mu j^\mu = 0$. Отсюда имеем

$$q^\mu \bar{u}_f(p_f) \Lambda_\mu^{fi}(q, l) u_i(p_i) = 0. \quad (4)$$

Это условие (вместе с соотношениями Гордона) приводит к

$$\begin{aligned} f_1^{fi} q^2 + f_3^{fi} (m_f - m_i) &= 0, \\ f_2^{fi} q^2 + f_4^{fi} (m_f + m_i) &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Таким образом, электромагнитную вершину фермиона в общем случае можно записать в виде

$$\begin{aligned} \Lambda_\mu^{(EM)fi}(q) = & \\ = \left(\gamma_\mu - \frac{q_\mu \not{q}}{q^2} \right) & \left[f_3^{fi}(q^2) - \frac{q^2}{m_i + m_f} f_2^{fi}(q^2) \gamma_5 \right] + \\ & + \sigma_{\mu\nu} q^\nu [f_5^{fi}(q^2) - 2i f_6^{fi}(q^2) \gamma_5]. \end{aligned} \quad (6)$$

2.1. Электромагнитные формфакторы нейтрино

Как следует из (6), электромагнитную вершинную функцию нейтрино можно представить в виде (см. также [1]):

$$\begin{aligned} \Lambda_\mu^{(EM;\nu)fi}(q) = & \\ = (\gamma_\mu - q_\mu \not{q}/q^2) & [f_Q^{fi}(q^2) + f_A^{fi}(q^2) q^2 \gamma_5] - \\ & - i \sigma_{\mu\nu} q^\nu [f_M^{fi}(q^2) + i f_E^{fi}(q^2) \gamma_5], \end{aligned} \quad (7)$$

где f_Q^{fi} , f_A^{fi} , f_M^{fi} , f_E^{fi} — зарядовый, анапольный, магнитный и электрический формфакторы диагонального ($f = i$) и переходного ($f \neq i$) типов в базисе массовых нейтринных состояний. Причем вследствие справедливости условия эрмитовости (2) имеем

$$f_{Q,A,M,E}^{fi}(q^2) = (f_{Q,A,M,E}^{if}(q^2))^*. \quad (8)$$

При взаимодействии с реальным фотоном ($q^2 = 0$) электромагнитные формфакторы определяют стационарные свойства нейтрино

$$f_Q^{fi}(0) = e_{fi}, \quad 6 \left. \frac{df_Q^{fi}(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0} = \langle r^2 \rangle_{fi}, \quad (9)$$

$$f_A^{fi}(0) = a_{fi}, \quad f_M^{fi}(0) = \mu_{fi}, \quad f_E^{fi}(0) = \epsilon_{fi},$$

где e_{fi} , $\langle r^2 \rangle_{fi}$, a_{fi} , μ_{fi} , ϵ_{fi} есть соответственно миллизаряд, зарядовый радиус (устоявшийся в литературе термин для квадрата среднеквадратического зарядового радиуса), анапольный, магнитный и электрический моменты нейтрино.

Нейтринные электромагнитные формфакторы играют фундаментальную роль. В частности, электромагнитные свойства нейтрино способны пролить свет на дираковскую или майорановскую природу нейтрино: например, дираковские нейтрино могут иметь как диагональные, так и недиагональные зарядовый, магнитный и электрический формфакторы, в то время как майорановские нейтрино могут иметь только недиагональные формфакторы указанных типов.

Магнитный и электрический дипольные моменты являются наиболее теоретически изученными из электромагнитных свойств нейтрино. Минимально расширенная СМ, учитывающая правые массивные нейтрино, предсказывает следующие значения магнитного и электрического дипольных моментов (диагонального типа) для дираковского нейтрино [7]:

$$\mu_{kk}^D \approx 3.2 \times 10^{-19} \mu_B \left(\frac{m_k}{1 \text{ эВ}} \right), \quad \epsilon_{kk}^D = 0, \quad (10)$$

где μ_B — магнетон Бора. Вследствие пропорциональности нейтринным массам, значения магнитных моментов на много порядков меньше имеющихся экспериментальных ограничений $\mu_\nu \lesssim 10^{-12} - 10^{-11} \mu_B$ (см. [29]). Тем не менее, эти электромагнитные свойства являются предметом поиска различных экспериментов, так как некоторые теории за пределами минимально расширенной СМ предсказывают для них гораздо большие значения.

Отметим, что в настоящее время единственное указание на конкретный диапазон, в котором может быть заключена величина магнитного момента нейтрино, следует из возможного объяснения данных эксперимента XENON1T по детектированию потоков нейтрино от Солнца: $(1.4, 2.9) \times 10^{-11} \mu_B$ [30]. Также укажем на механизм возникновения индуцированного магнитного момента массивного нейтрино, движущегося в плотном вырожденном электронном газе, эффективная величина которого может на порядки превышать (10) (см. [31, 32]).

Зарядовый и анапольный электромагнитные формфакторы нейтрино также представляют интерес. В некоторых теориях за пределами СМ рассматривается возможность существования ненулевого электрического заряда (миллизаряда) нейтрино. Однако, даже если миллизаряд равен нулю, у нейтрино может быть ненулевой зарядовый радиус, который будет вносить вклад в рассеяние нейтрино на мишени. Также нейтрино может иметь и анапольный момент, эффект которого в рассеянии нейтрино на мишени аналогичен эффекту зарядового радиуса (подробно этот вопрос обсуждается в [1]).

В СМ электрическая нейтральность нейтрино обусловлена сокращением калибровочных аномалий в случае электрослабого взаимодействия. Если же, например, рассматривать теории с правыми массивными дираковскими нейтрино, являющимися синглетами группы слабого изоспина $SU(2)$ и имеющими ненулевой гиперзаряд, то становятся возможными сценарии с отличным от нуля нейтринным электрическим зарядом [33]. В результате для сокращения калибровочных аномалий требуется соответствующий сдвиг значений зарядов заряженных лептонов и кварков, а значит, электрона, протона и нейтрона. Следовательно, заряд нейтрино должен быть достаточно мал, чтобы не нарушалось условие нейтральности вещества. Последнее дает ограничение [34]

$$|e_{\nu_e}| \lesssim 3 \times 10^{-21} e. \quad (11)$$

Даже если электрический заряд нейтрино равен нулю, зарядовый формфактор $f_Q^{fi}(q^2)$ может содержать нетривиальную информацию об электрических свойствах нейтрино, а именно о его зарядовом радиусе. Вычисления зарядового радиуса нейтрино в рамках СМ приводят к [4–6]

$$\langle r^2 \rangle_{\nu_\ell} = \frac{G_F}{4\sqrt{2}\pi^2} \left[3 - 2 \log \frac{m_\ell^2}{m_W^2} \right], \quad (12)$$

где m_W и m_ℓ — массы W -бозона и заряженного лептона ($\ell = e, \mu, \tau$). Из (12) следуют численные оценки:

$$\langle r_\nu^2 \rangle_e = 4.1 \times 10^{-33} \text{ см}^2, \quad (13)$$

$$\langle r_\nu^2 \rangle_\mu = 2.4 \times 10^{-33} \text{ см}^2,$$

$$\langle r_\nu^2 \rangle_\tau = 1.5 \times 10^{-33} \text{ см}^2,$$

что лишь где-то на порядок меньше современных экспериментальных ограничений $|\langle r^2 \rangle_{\nu_\ell}| \lesssim 10^{-32} \text{ см}^2$ [29].

2.2. Электромагнитные и слабые нейтральные формфакторы нуклона

При описании рассеяния нейтрино на нуклоне будет использоваться электромагнитная вершинная функция нуклона в традиционном виде [35]

(полагая $m_f = m_i = m_N$ в (7), где m_N — масса нуклона)

$$\begin{aligned} \Lambda_\mu^{(EM;N)}(q) = & \gamma_\mu F_Q^N(q^2) - \\ & - \frac{i}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu F_M^N(q^2) + \frac{1}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \gamma_5 F_E^N(q^2) - \\ & - (q^2 \gamma_\mu - q_\mu \not{q}) \gamma_5 \frac{F_A^N(q^2)}{m_N^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь $F_{Q,M,E,A}^N$ есть зарядовый, магнитный, электрический и аномальный формфакторы, соответственно, для протона ($N = p$) и нейтрона ($N = n$).

В случае нейтрального слабого тока мы пренебрегаем токами второго рода, нарушающими изотопическую инвариантность сильного взаимодействия (т.е. полагаем $f_1 = f_6 = 0$ в (3)), и в результате получаем [36, 37]

$$\begin{aligned} \Lambda_\mu^{(NC;N)}(q) = & \gamma_\mu F_1^N(q^2) - \\ & - \frac{i}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu F_2^N(q^2) - \gamma_\mu \gamma_5 G_A^N(q^2) + \\ & + \frac{1}{m_N} G_P^N(q^2) q_\mu \gamma_5, \end{aligned} \quad (15)$$

где F_1^N , F_2^N , G_A^N и G_P^N называются соответственно дираковским, паулевским, аксиальным и псевдоскалярным слабыми нейтральными формфакторами нуклона. Ниже мы опускаем псевдоскалярный формфактор G_P^N , поскольку его вклад в нейтринно-нуклонное сечение исчезает в пределе нулевой массы нейтрино.

Ограничиваясь при описании внутренней структуры нуклона легкими кварками u , d и s , для которых приближенно справедлива флейворная $SU(3)$ симметрия, на основе гипотез сохранения векторного тока и частичного сохранения аксиального тока можно получить связь слабых нейтральных токов нуклона с его электромагнитными токами. Отсюда вытекают соотношения между соответствующими формфакторами [36, 38] (здесь мы ограничиваемся только зарядовым и магнитным формфакторами в случае электромагнитного тока):

$$\begin{aligned} F_{1,2}^p(q^2) = & \quad (16) \\ = & \left(\frac{1}{2} - 2 \sin^2 \theta_W \right) F_{Q,M}^p - \frac{3}{2} F_{Q,M}^n - \frac{1}{2} F_{1,2}^S, \\ F_{1,2}^n(q^2) = & \\ = & \left(\frac{1}{2} - 2 \sin^2 \theta_W \right) F_{Q,M}^n - \frac{3}{2} F_{Q,M}^p - \frac{1}{2} F_{1,2}^S, \\ G_A^p(q^2) = & \frac{1}{2} G_A(q^2) - \frac{1}{2} G_A^S(q^2), \\ G_A^n(q^2) = & -\frac{1}{2} G_A(q^2) - \frac{1}{2} G_A^S(q^2), \end{aligned}$$

где G_A — аксиальный формфактор; $F_{1,2}^S$, G_A^S — странные формфакторы нуклона.

2.3. Параметризация нуклонных формфакторов

В литературе зависимость нуклонных формфакторов от q^2 часто описывается с помощью дипольного приближения. Однако для проведения детального анализа экспериментальных данных по рассеянию лептонов на нуклонах параметризация нуклонных формфакторов в рамках дипольного приближения оказывается не всегда достаточной и по этой причине в нашем исследовании мы используем более точный подход [37, 38].

Введем заксовские электромагнитные формфакторы $G_{E,M}^N$:

$$\begin{aligned} F_Q^N(q^2) = & \frac{G_E^N(q^2) - \frac{q^2}{4m_N^2} G_M^N(q^2)}{1 - \frac{q^2}{4m_N^2}}, \quad (17) \\ F_M^N(q^2) = & \frac{G_M^N(q^2) - G_E^N(q^2)}{1 - \frac{q^2}{4m_N^2}}, \end{aligned}$$

которые параметризуются как

$$\begin{aligned} \frac{G_M^N(q^2)}{\mu_N} = & \quad (18) \\ = & \frac{1 - \frac{q^2}{4m_N^2} a_M^N}{1 - \frac{q^2}{4m_N^2} b_{M1}^N + \left(\frac{q^2}{4m_N^2} \right)^2 b_{M2}^N - \left(\frac{q^2}{4m_N^2} \right)^3 b_{M3}^N}, \\ G_E^p(q^2) = & \\ = & \frac{1 - \frac{q^2}{4m_N^2} a_E^p}{1 - \frac{q^2}{4m_N^2} b_{E1}^p + \left(\frac{q^2}{4m_N^2} \right)^2 b_{E2}^p - \left(\frac{q^2}{4m_N^2} \right)^3 b_{E3}^p}, \\ G_E^n(q^2) = & \frac{-\frac{q^2}{4m_N^2} \lambda_1}{1 - \frac{q^2}{4m_N^2} \lambda_2} \left(1 - \frac{q^2}{M_V^2} \right)^{-2}, \end{aligned}$$

где μ_N — магнитный момент нуклона в ядерных магнетонах. Для аксиального формфактора используем следующую параметризацию:

$$G_A(q^2) = g_A \left(1 - \frac{q^2}{M_A^2} \right)^{-2}. \quad (19)$$

Приведем численные значения всех используемых параметров [37]

$$\begin{aligned} m_N = & 938 \text{ МэВ}, \quad (20) \\ \mu_p = & 2.793, \quad \mu_n = -1.913, \\ M_V = & 843 \text{ МэВ}, \quad g_A = 1.267, \quad M_A = 1049 \text{ МэВ}, \\ a_E^p = & -0.19, \quad b_{E1}^p = 11.12, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 b_{E2}^p &= 15.16, & b_{E3}^p &= 21.25, \\
 a_M^p &= 1.09, & b_{M1}^p &= 12.31, \\
 b_{M2}^p &= 25.57, & b_{M3}^p &= 30.61, \\
 \lambda_1 &= 1.68, & \lambda_2 &= 3.63, \\
 a_M^n &= 8.28, & b_{M1}^n &= 21.3, \\
 b_{M2}^n &= 77, & b_{M3}^n &= 238.
 \end{aligned}$$

Приведем также параметризацию для странных формфакторов [39]:

$$\begin{aligned}
 F_1^S(q^2) &= \frac{\frac{q^2}{6} \langle r_S^2 \rangle}{\left(1 - \frac{q^2}{4m_N^2}\right)} \left(1 - \frac{q^2}{M_V^2}\right)^{-2}, \\
 F_2^S(q^2) &= \frac{\mu_S}{\left(1 - \frac{q^2}{4m_N^2}\right)} \left(1 - \frac{q^2}{M_V^2}\right)^{-2}, \\
 F_A^S(q^2) &= g_A^S \left(1 - \frac{q^2}{M_A^2}\right)^{-2},
 \end{aligned} \quad (21)$$

где $\langle r_S^2 \rangle$ — странный радиус нуклона, μ_S — странный магнитный момент нуклона, g_A^S — странный вклад в спин нуклона. В нашем исследовании будет проведено сравнение сечений рассеяния как с учетом указанных странных формфакторов, так и без их учета. При этом будет использоваться только один ненулевой параметр $g_A^S = -0.15 \pm 0.07$.

3. СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРИНО НА НУКЛОНЕ

Рассмотрим процесс, в котором ультрарелятивистское нейтрино с энергией E_ν , родившееся в источнике (реакторе, ускорителе, Солнце и т.д.), распространяется до мишени и упруго рассеивается в ней на нуклоне с передачей 4-импульса $q = (T, \mathbf{q})$. Если нейтрино родилось в источнике во флэйворном состоянии $|\nu_\ell\rangle$, тогда его состояние в мишени перед моментом рассеяния будет

$$|\nu_\ell(\mathcal{L})\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu}\mathcal{L}} |\nu_k\rangle, \quad (22)$$

где $\mathcal{L}$ — расстояние от источника до мишени. Матричный элемент процесса $\nu_\ell(L) + N \rightarrow \nu_j + N$ за счет слабого взаимодействия дается выражением

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_j^{(w)} &= -\frac{G_F}{\sqrt{2}} U_{\ell j}^* e^{-i\frac{m_j^2}{2E_\nu}\mathcal{L}} \bar{u}_{j,\lambda'}^{(\nu)}(k') \times \\
 &\times \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_{j,\lambda}^{(\nu)}(k) J_\mu^{(\text{NC})},
 \end{aligned} \quad (23)$$

здесь $J_\mu^{(\text{NC})}$ — слабый нейтральный ток нуклона; $\bar{u}_{j,\lambda'}^{(\nu)}(k') = u_{j,\lambda'}^{(\nu)\dagger}(k')\gamma^0$, где $u_{j,\lambda}^{(\nu)}(k)$ — биспинорная амплитуда массивного нейтринного состояния $|\nu_j\rangle$

с 4-импульсом k_μ и спиральностью λ . Вклад электромагнитного взаимодействия в амплитуду рассеяния есть

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}_j^{(\gamma)} &= \frac{4\pi\alpha}{q^2} \sum_{k=1}^3 U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu}\mathcal{L}} \bar{u}_{j,\lambda'}^{(\nu)}(k') \times \\
 &\times \Lambda_{jk}^{(\text{EM};\nu)\mu}(q) u_{k,\lambda}^{(\nu)}(k) J_\mu^{(\text{EM})},
 \end{aligned} \quad (24)$$

где $J_\mu^{(\text{EM})}$ — электромагнитный ток нуклона. Предполагая нуклон свободным, нуклонные токи можно разложить следующим образом:

$$\begin{aligned}
 J_\mu^{(\text{NC})}(q) &= \bar{u}^{(N)}(p') \Lambda_\mu^{(\text{NC};N)}(-q) u^{(N)}(p) = \\
 &= F_1^N(q^2) J_\mu^V(q) - G_A^N(q^2) J_\mu^A(q) + \\
 &\quad + \frac{i}{2m_N} F_2^N(q^2) J_\mu^M(q), \\
 J_\mu^{(\text{EM})}(q) &= \bar{u}^{(N)}(p') \Lambda_\mu^{(\text{EM};N)}(-q) u^{(N)}(p) = \\
 &= F_Q^N(q^2) J_\mu^V(q) - \left(\delta_\mu^\lambda q^2 - q^\lambda q_\mu\right) \frac{F_A^N(q^2)}{m_N^2} J_\lambda^A(q) + \\
 &\quad + \frac{i}{2m_N} F_M^N(q^2) J_\mu^M(q) - \frac{F_E^N(q^2)}{2m_N} J_\mu^E(q),
 \end{aligned} \quad (25)$$

где

$$\begin{aligned}
 J_\mu^V(q) &= \bar{u}^{(N)}(p') \gamma_\mu u^{(N)}(p), \\
 J_\mu^A(q) &= \bar{u}^{(N)}(p') \gamma_\mu \gamma_5 u^{(N)}(p), \\
 J_\mu^M(q) &= \bar{u}^{(N)}(p') \sigma_{\mu\lambda} q^\lambda u^{(N)}(p), \\
 J_\mu^E(q) &= \bar{u}^{(N)}(p') \sigma_{\mu\lambda} q^\lambda \gamma_5 u^{(N)}(p).
 \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь $u^{(N)}(p)$ — биспинорная амплитуда нуклона с 4-импульсом p .

Так как интерес представляет рассеяние ультрарелятивистских нейтрино, то в расчетах сечения мы пренебрегаем нейтринной массой. Поскольку конечные состояния нейтрино не регистрируются, дифференциальное сечение рассеяния дается формулой

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{32\pi E_\nu^2 m_N} \quad (27)$$

со следующим квадратом модуля матричного элемента:

$$|\mathcal{M}|^2 = \sum_{j=1}^3 \left| \mathcal{M}_j^{(w)} + \mathcal{M}_j^{(\gamma)} \right|^2, \quad (28)$$

где, как обычно, предполагается усреднение по начальным и суммирование по конечным спиновым состояниям частиц. Заметим, что мы рассматриваем типичную ситуацию, когда нейтрино рождается в источнике и распространяется до мишени в левокиральном состоянии. После вычисления

спиновых сумм получаем дифференциальное сечение, которое содержит как сохраняющую, так и меняющую спиральность нейтрино компоненты (для краткости опускаем аргумент $q^2 = -2m_N T$ при записи формфакторов):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dT} &= \frac{d\sigma_{hp}}{dT} + \frac{d\sigma_{hf}}{dT}, \\ \frac{d\sigma_{hp}}{dT} &= \frac{G_F^2 m_N}{2\pi} \left[(C_V - 2\text{Re } C_{V\&A} + C_A) + \right. \\ &\quad + (C_V + 2\text{Re } C_{V\&A} + C_A) \left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 + \\ &\quad + (C_A - C_V) \frac{m_N T}{E_\nu^2} + \\ &\quad + C_M \frac{T}{2m_N} \left(2 + \frac{m_N T}{E_\nu^2} - \frac{2T}{E_\nu}\right) - \\ &\quad - C_E \frac{T}{2m_N} \left(2 - \frac{m_N T}{E_\nu^2} - \frac{2T}{E_\nu}\right) + \\ &\quad + 2 \frac{T}{E_\nu} \text{Re } C_{A\&M} \left(2 - \frac{T}{E_\nu}\right) - 2\text{Re } C_{V\&M} \frac{T^2}{E_\nu^2} \Big], \\ \frac{d\sigma_{hf}}{dT} &= \frac{\pi\alpha^2}{m_e^2} |\mu_\nu(\mathcal{L}, E_\nu)|^2 \left[\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{E_\nu}\right) F_Q^2 + \right. \\ &\quad + \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{E_\nu} - \frac{m_N}{2E_\nu^2}\right) \frac{4T^2}{m_N^2} F_A^2 - \\ &\quad - \frac{T}{2E_\nu^2} F_Q F_M + \frac{\left(2 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 - \frac{2m_N T}{E_\nu^2}}{8m_N} F_M^2 - \\ &\quad \left. - \frac{\left(2 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2}{8m_N} F_E^2 + \frac{(2 - \frac{T}{E_\nu})T}{E_\nu m_N} F_A (F_M - F_Q) \right], \end{aligned} \quad (29)$$

где [40]

$$\begin{aligned} C_V &= \\ &= \sum_j \left| \sum_k U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} (-\delta_{jk} F_1 + F_Q Q_{jk}) \right|^2, \\ Q_{jk} &= \frac{2\sqrt{2}\pi\alpha}{G_F q^2} (f_{jk}^Q - q^2 f_{jk}^A), \\ C_{V\&A} &= \\ &= \sum_j \left(\sum_k U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} (-\delta_{jk} F_1 + F_Q Q_{jk}) \right) \times \\ &\quad \times \left(\sum_n U_{\ell n} e^{i\frac{m_n^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} (\delta_{jn} G_A - F_A \frac{q^2}{m_N^2} Q_{jn}) \right), \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} C_A &= \sum_j \left| \sum_k U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} (G_A \delta_{jk} - F_A \frac{q^2}{m_N^2} Q_{jk}) \right|^2, \\ C_M &= \sum_j \left| \sum_k U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} (-iF_2 \delta_{jk} + iF_M Q_{jk}) \right|^2, \\ C_{A\&M} &= -i \times \\ &\quad \times \sum_j \left(\sum_k U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} (\delta_{jk} G_A - F_A \frac{q^2}{m_N^2} Q_{jk}) \right) \times \\ &\quad \times \left(\sum_n U_{\ell n} e^{i\frac{m_n^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} (iF_2 \delta_{jn} - iF_M Q_{jn}) \right), \\ C_{V\&M} &= \\ &= -i \sum_j \left(\sum_k U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} (-\delta_{jk} F_1 + F_Q Q_{jk}) \right) \times \\ &\quad \times \left(\sum_n U_{\ell n} e^{i\frac{m_n^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} (iF_2 \delta_{jn} - iF_M Q_{jn}) \right), \\ C_E &= \sum_j \left| \sum_k U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} F_E Q_{jk} \right|^2, \\ |\mu_\nu(\mathcal{L}, E_\nu)|^2 &= \\ &= \sum_j \left| \sum_k U_{\ell k}^* e^{-i\frac{m_k^2}{2E_\nu} \mathcal{L}} 2m_e (f_{jk}^M - i f_{jk}^E) \right|^2. \end{aligned}$$

Дифференциальное сечение (29) определяет форму спектра нуклонов отдачи, который может быть измерен в эксперименте.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРИНО НА ПРОТОНЕ

Очевидно, что при рассеянии нейтрино на протоне следует ожидать гораздо более сильного проявления электромагнитных свойств нейтрино, чем в случае его рассеяния на нейтроне. В целях иллюстрации характерных эффектов этих свойств ниже представлены результаты численных расчетов дифференциального сечения упругого нейтрино-протонного рассеяния.

На рис. 1 показаны сечения для случаев реакторных и ускорительных нейтрино с учетом и без учета зарядовых радиусов нейтрино диагонального и переходного типов. Расчеты выполнены в предположении достаточно малого расстояния между источником и мишенью, чтобы эффектами осцилляций можно было пренебречь ($\mathcal{L} = 0$). Результаты в рамках СМ показаны как с учетом, так и без учета странного вклада в формфакторы протона согласно подходу, изложенному в разделе 2.3. В

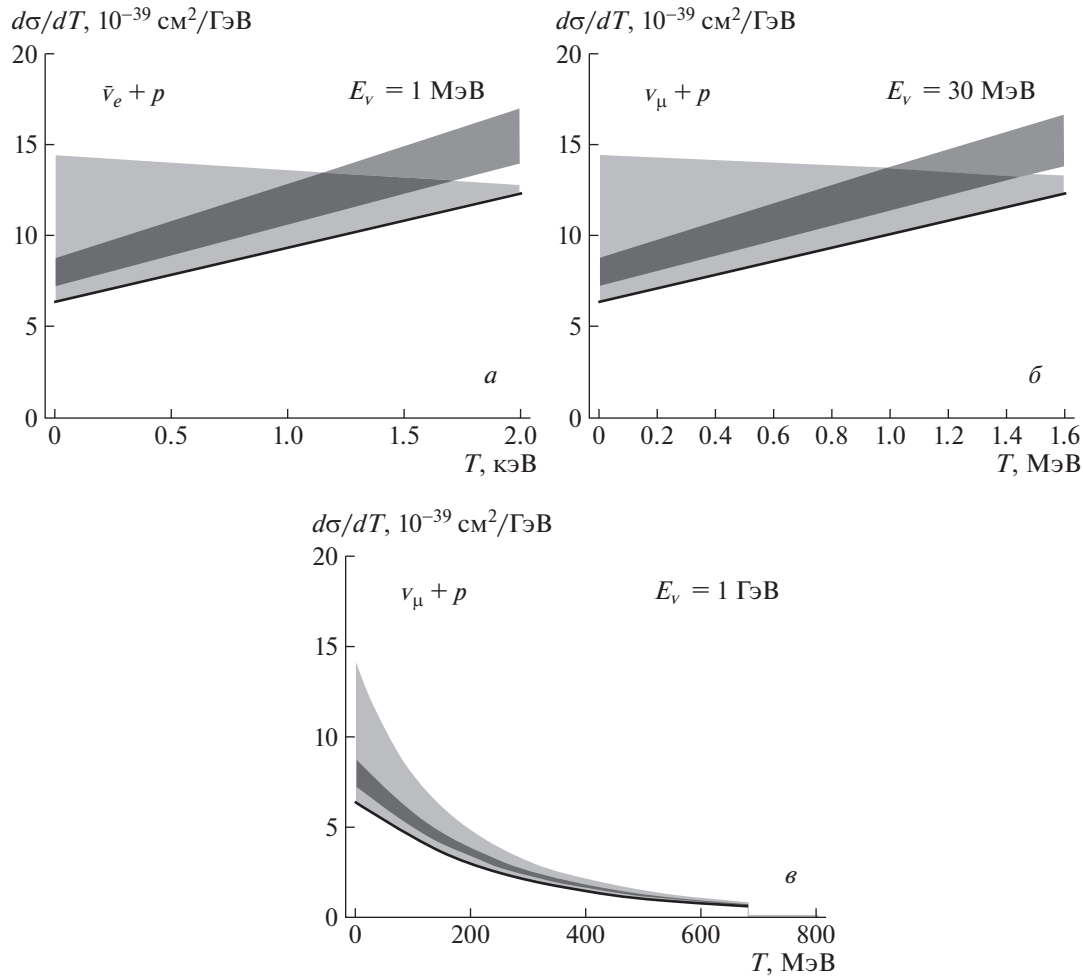


Рис. 1. Дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтрино на протоне: *a* — электронное антинейтрино с характерной для реакторного источника энергией $E_\nu = 1$ МэВ; *б* — мюнное нейтрино с характерной для ускорительного источника в эксперименте COHERENT энергией $E_\nu = 30$ МэВ [18]; *в* — мюнное нейтрино с характерной для ускорительного источника в эксперименте MicroBooNE энергией $E_\nu = 1$ ГэВ [41]. Черная сплошная кривая — сечение в рамках СМ, темно-серая область — СМ-сечение с учетом странного вклада в спин протона (см. разд. 2.3), а светло-серая область — сечение с учетом переходного зарядового радиуса нейтрино (31).

случае диагональных зарядовых радиусов нейтрино использованы значения, предсказываемые СМ (13). Однако вклад их настолько мал, что соответствующие результаты визуально неотличимы от результатов без их учета. В случае переходных зарядовых радиусов, исходя из имеющихся экспериментальных ограничений [24, 26, 29], использованы значения в диапазоне

$$0 \leq |\langle r_\nu^2 \rangle_{e\mu}| < 3 \times 10^{-31} \text{ см}^2. \quad (31)$$

На рис. 2 вместо зарядового радиуса учитывается магнитный момент нейтрино в интервале

$$10^{-12} \mu_B < \mu_\nu < 2.8 \times 10^{-11} \mu_B, \quad (32)$$

отражающем характерный диапазон верхних ограничений на его величину, которые получены из данных лабораторных экспериментов и астрофизических наблюдений [24, 26, 29, 30]. Так как сечение

(29) сингулярно при отличном от нуля магнитном моменте нейтрино, то показана область малых значений переданной энергии $T \ll E_\nu$. При этом в данном кинематическом режиме сечение не зависит от E_ν .

Как видно на рис. 1 и 2, электромагнитные свойства нейтрино могут давать существенный вклад в сечение упругого рассеяния нейтрино на протоне. В то же время, для полноценного поиска этих свойств важно обеспечить в эксперименте измерение дифференциального сечения в достаточно широком интервале переданных энергий. Это позволит, во-первых, отделить эффекты электромагнитных взаимодействий нейтрино от эффектов, связанных с нуклонными формфакторами, а, во-вторых, установить, какими именно электромагнитными характеристиками нейтрино обусловлены наблюдаемые эффекты.

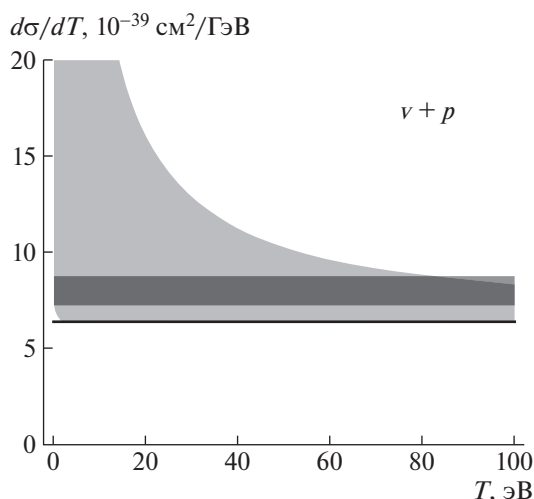


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но светло-серая область — учет магнитного момента нейтрино (32).

Отметим также, что в рассмотренных выше сечениях в случаях ненулевых нейтринных переходного зарядового радиуса и магнитного момента отсутствует интерференция Z^0 -бозонного и фотонного каналов взаимодействия нейтрино с протоном. Это означает, что знак (плюс или минус) указанных нейтринных электромагнитных характеристик не играет роли в обсуждаемом процессе рассеяния. В случаях же таких нейтринных электромагнитных свойств, как миллизаряд, диагональные (во флейворном базисе) зарядовый радиус и анапольный момент играет роль не только их абсолютное значение, но и знак.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе развивается теория упругого рассеяния нейтрино на нуклоне с учетом электромагнитных взаимодействий массивных нейтрино. Рассматриваемый процесс имеет два канала взаимодействия: посредством обмена Z^0 -бозоном и фотоном. В обоих случаях в развитом формализме учтены нуклонные формфакторы. Кроме того, учтены эффекты смешивания и осцилляций нейтрино при движении от источника к мишени. Получены общие выражения для дифференциального сечения упругого рассеяния нейтрино на нуклоне и на их основе выполнены численные расчеты для рассеяния реакторных и ускорительных нейтрино на протонной мишени. Проиллюстрированы возможные проявления в сечении эффектов магнитного момента и переходного (во флейворном базисе) зарядового радиуса нейтрино.

Полученные выражения для сечений содержат информацию как о нейтринных, так и о нуклонных электромагнитных формфакторах. Это обстоятельство позволяет применять их для анализа

результатов различных экспериментов. Среди них такие, как нейтринные эксперименты с короткой и длинной базой, изучение взаимодействий и осцилляций нейтрино в веществе, регистрация нейтрино от взрывов сверхновых с помощью упругого рассеяния нейтрино на протонах, изучение анапольного момента нуклона, поиск электрического дипольного момента нейтрона.

Результаты работы также вносят вклад в развитие систематического подхода к изучению электромагнитных свойств нейтрино в его упругом рассеянии на сложных мишенях (ядрах, атомах, конденсированных средах).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-22-00384). Ф.М. Лазарев выражает признательность за поддержку со стороны Национального центра физики и математики (Саров, Россия).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. Giunti and A. Studenikin, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 531 (2015).
2. C. Giunti, K. A. Kouzakov, Y.-F. Li, A. V. Lokhov, A. I. Studenikin, and S. Zhou, *Ann. Phys. (Berlin)* **528**, 198 (2016).
3. А. И. Студеникин, К. А. Кузаков, *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* № 5, 3 (2020) [*Mosc. Univ. Phys. Bull.* **75**, 379 (2020)].
4. J. Bernabéu, L. G. Cabral-Rosetti, J. Papavassiliou, and J. Vidal, *Phys. Rev. D* **62**, 113012 (2000).
5. J. Bernabéu, J. Papavassiliou, and J. Vidal, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 101802 (2002).
6. J. Bernabéu, J. Papavassiliou, and J. Vidal, *Nucl. Phys. B* **680**, 450 (2004).
7. K. Fujikawa and R. Shrock, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 963 (1980).
8. L. Alvarez Ruso *et al.*, arXiv:2203.09030 [hep-ph].
9. Q. Chen, *Effective Field Theory Applications: From Dark Matter to Neutrino Nucleon Scattering*, Theses and Dissertations—Physics and Astronomy (University of Kentucky, 2021), p. 86.
10. O. Tomalak, P. Machado, V. Pandey, and R. Plestid, *J. High Energy Phys.* **2021**, 97 (2021).
11. O. Tomalak, Q. Chen, R. J. Hill, and K. S. McFarland, arXiv:2105.07939.
12. O. Tomalak, Q. Chen, R. J. Hill, and K. S. McFarland, *Nat. Commun.* **13**, 5286 (2022).
13. R. S. Sufian, K.-F. Liu, and D. G. Richards, *J. High Energy Phys.* **2020**, 1 (2020).
14. G. D. Megias, S. Bolognesi, M. B. Barbaro, and E. Tomasi-Gustafsson, *Phys. Rev. C* **101**, 025501 (2020).
15. X. Zhang, T. J. Hobbs, and G. A. Miller, *Phys. Rev. D* **102**, 074026 (2020).
16. J. Liang and K.-F. Liu, arXiv:2008.12389 [hep-lat].
17. D. Z. Freedman, *Phys. Rev. D* **9**, 1389 (1974).
18. D. Akimov *et al.*, *Science* **357**, 1123 (2017).
19. J. Yang, J. A. Hernandez, and J. Piekarewicz, *Phys. Rev. C* **100**, 054301 (2019).

20. C. G. Payne, S. Bacca, G. Hagen, W. G. Jiang, and T. Papenbrock, *Phys. Rev. C* **100**, 061304(R) (2019).
21. M. Hoferichter, J. Menendez, and A. Schwenk, *Phys. Rev. D* **102**, 074018 (2020).
22. M. Cadeddu, C. Giunti, K. A. Kouzakov, Y. F. Li, A. I. Studenikin, and Y. Y. Zhang, *Phys. Rev. D* **98**, 113010 (2018).
23. O. G. Miranda, D. K. Papoulias, G. Sanchez Garcia, O. Sanders, M. Tórtola, and J. W. F. Valle, *J. High Energy Phys.* **2020**, 130 (2020).
24. M. Cadeddu, F. Dordei, C. Giunti, Y. F. Li, E. Picciau, and Y. Y. Zhang, *Phys. Rev. D* **102**, 015030 (2020).
25. H. Bonet, A. Bonhomme, C. Buck, K. Fülber, J. Hakenmüller, J. Hempfling, G. Heusser, T. Hugle, M. Lindner, W. Maneschg, T. Rink, H. Strecker, R. Wink, and CONUS Collab., *Eur. Phys. J. C* **82**, 813 (2022).
26. M. Atzori Corona, M. Cadeddu, N. Cargioli, F. Dordei, C. Giunti, Y. F. Li, C. A. Ternes, and Y. Y. Zhang, *J. High Energy Phys.* **2022**, 164 (2022).
27. F. An *et al.*, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **43**, 030401 (2016).
28. M. Nowakowski, E. A. Paschos, and J. M. Rodriguez, *Eur. J. Phys.* **26**, 545 (2005).
29. R. L. Workman *et al.* (Particle Data Group), *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2022**, 083C01 (2022).
30. E. Aprile *et al.*, *Phys. Rev. D* **102**, 072004 (2020).
31. А. И. Тернов, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 75 (2016) [*JETP Lett.* **104**, 75 (2016)].
32. A. I. Ternov, *Phys. Rev. D* **94**, 093008 (2016).
33. K. S. Babu and R. N. Mohapatra, *Phys. Rev. D* **41**, 271 (1990).
34. G. G. Raffelt, *Phys. Rep.* **320**, 319 (1999).
35. W. C. Haxton and C. E. Wieman, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **51**, 261 (2001).
36. C. Giunti and C. W. Kim, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics* (Oxford University Press, 2007).
37. W. M. Alberico, S. M. Bilenky, C. Giunti, and K. M. Graczyk, *Phys. Rev. C* **79**, 065204 (2009).
38. D. K. Papoulias and T. S. Kosmas, *Adv. High Energy Phys.* **2016**, 1490860 (2016).
39. G. T. Garvey, W. C. Louis, and D. H. White, *Phys. Rev. C* **48**, 761 (1993).
40. K. A. Kouzakov and A. I. Studenikin, *Phys. Rev. D* **95**, 055013 (2017).
41. P. Abratenko *et al.* (MicroBooNE Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **128**, 151801 (2022).

NEUTRINO ELECTROMAGNETIC PROPERTIES IN ELASTIC NEUTRINO-PROTON SCATTERING

K. Kouzakov¹⁾, F. Lazarev¹⁾, A. Studenikin¹⁾

¹⁾*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow 119991, Russia*

The contribution of the electromagnetic characteristics of the neutrino to the elastic neutrino-proton scattering is considered in detail. The electromagnetic properties of neutrinos are introduced through the charge, magnetic, electric, and anapole form factors in the basis of neutrino mass states. This takes into account the mixing effects of the three neutrino states and the effects of changing the flavor of the neutrino moving from the source to the detector. The weak neutral and electromagnetic form factors of the nucleon are also taken into account. The numerical results for the differential cross section of elastic neutrino-proton scattering with the neutrino charge radius and magnetic moment taken into account are compared with the predictions of the Standard Model for reactor and accelerator neutrinos.