

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

Квазиупругое взаимодействие мюонных нейтрино заряженным током в экспериментах MiniBooNE и NOvA

Лучук Станислав Владимирович

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д-р физ.-мат. наук
Анатолий Викторович Буткевич

21 сентября 2023 г.

- ▶ В осцилляционных экспериментах с ускорительными нейтрино энергии нейтрино в пучке варьируются в диапазоне от 0.6 до 5 ГэВ.
- ▶ При энергиях 0.6 - 5 ГэВ основной вклад в сечение рассеяния нейтрино на ядрах дают взаимодействия заряженным током (ЗТ): квазиупругие (КУ) с учетом вклада токов обменных мезонов (ОМ), процессы с рождением резонансов (РЕЗ) и глубоко неупругие процессы.
- ▶ Систематическая неопределенность в сечениях нейтрино является ключевой проблемой современных нейтринных экспериментов.
- ▶ Сечения рассеяния нейтрино измерялись на разных мишенях в диапазоне энергий от 0.2 до 300 ГэВ. Ошибки измерения достигают 40%.
- ▶ Квазиупруго-подобные взаимодействия (КУ-подобные): КУ + ОМ.

Цель работы

Изучение **KV-подобных** взаимодействий нейтрино заряженным током при энергиях нейтринного эксперимента **NOvA** с ядрами углерода и хлора. Исследование проводится в рамках объединенной модели искаженных волн в импульсном приближении с учетом вкладов 2-х частичных токов обменных мезонов (**RDWIA+MEC** модель).

- 1) Тестирование **RDWIA+MEC** модели на данных по рассеянию $^{12}\text{C}(e, e')$ в различных кинематических областях.
- 2) Вычисление интегрированных по спектру нейтрино **KV-подобных** дифференциальных сечений рассеяния нейтрино на ядрах углерода и сравнение их с данными эксперимента **MiniBooNE**, чтобы определить:
 - а) зависимость **аксиального форм-фактора** нуклона от Q^2
 - б) значение **аксиальной массы** нуклона, в случае дипольной параметризации аксиального форм-фактора.
- 3) Расчет интегрированных по спектру нейтрино дифференциальных сечений **KV-подобных** процессов при энергиях эксперимента **NOvA**.

Положения, выносимые на защиту

- 1) Объединенная модель **RDWIA+MEC** искаженных волн в импульсном приближении с учетом вкладов 2-х частичных токов обменных мезонов.
- 2) Модель **RDWIA+MEC** в пределах экспериментальных ошибок хорошо описывает продольную и поперечную электромагнитные функции отклика и инклюзивные сечения рассеяния электронов на ядрах углерода.
- 3) Нейтринные сечения **KY-подобных** событий, измеренные в эксперименте **MiniBooNE**, хорошо описываются в рамках **RDWIA+MEC** подхода. Определена зависимость аксиального форм-фактора от Q^2 и значение аксиальной массы нуклона $M_A = 1.2$ ГэВ из анализа данных эксперимента **MiniBooNE**.
- 4) Вычислены интегрированные по спектру нейтрино в эксперименте **NOvA** сечения **KY-подобных** событий со значением $M_A = 1.2$ ГэВ. Вклад двух-частичных токов, обусловленных рассеянием на обменных мезонах, в эксперименте **NOvA** оценивается как 30-35%.

КУ: $I(k_i) + A(p_A) \rightarrow I'(k_f) + N(p_x) + B(p_B)$

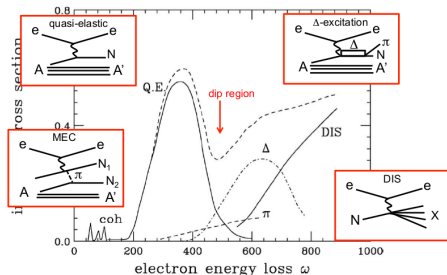
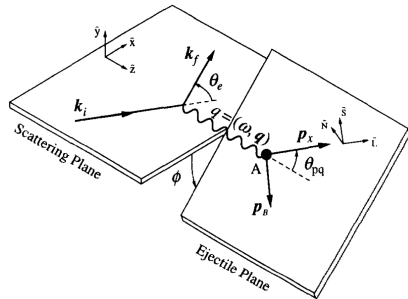
ОМ: $I(k_i) + A(p_A) \rightarrow$
 $I'(k_f) + N_1(p_{x1}) + N_2(p_{x2}) + B(p_B)$

$I(k_i)$ и $I'(k_f)$ - налетающий и рассеянный лептоны

$A(p_A)$ и $B(p_B)$ - ядро мишени и остаточное ядро

$N(p_x)$, $N_1(p_{x1})$, $N_2(p_{x2})$ - выбитые нуклоны

Инклюзивное сечение - регистрируется только рассеянный лептон, а по конечным адронным состояниям проводится суммирование



Инклюзивное сечение рассеяния электрона

$$\frac{d^3\sigma^{el}}{d\varepsilon_f d\Omega_f} = \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} \frac{\alpha^2}{Q^4} L_{\mu\nu}^{(el)} W^{\mu\nu(el)} = 4\varepsilon_i \varepsilon_f \cos^2 \frac{\theta}{2} \left(V_L R_L^{(el)} + V_T R_T^{(el)} \right)$$

Лептонный тензор $L_{\mu\nu}^{(el)}$

$$L^{\mu\nu} = L_S^{\mu\nu} + L_A^{\mu\nu}$$

$$L_S^{\mu\nu} = 2(k_i^\mu k_f^\nu + k_i^\nu k_f^\mu - g^{\mu\nu} k_i k_f)$$

$$L_A^{\mu\nu} = h2i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}(k_i)_\alpha(k_f)_\beta$$

Адронный тензор $W^{\mu\nu(el)}$ построен на независимых векторах q и p_A , скалярах

q^2 , p_A^2 , $q \cdot p_A$ и метрическом тензоре $g_{\mu\nu}$

$$W_{\mu\nu}^{(el)} = \sum_f \langle X | J_\mu^{(el)} | A \rangle \langle A | J_\nu^{(el)\dagger} | X \rangle \delta(\varepsilon_A + \omega - \varepsilon_X)$$

$$W^{\mu\nu} = W_{1p1h}^{\mu\nu} + W_{2p2h}^{\mu\nu} + \dots$$

Продольная $R_L^{(el)}$ и поперечная $R_T^{(el)}$ ядерные функции отклика, V_L и V_T - кинематические коэффициенты

Для инклюзивных процессов:

$$R_L^{(el)} = W^{00(el)}$$

$$R_T^{(el)} = W^{xx(el)} + W^{yy(el)}$$

$$V_L = Q^4/q^4$$

$$V_T = Q^2/2q^2 + \text{tg}^2 \frac{\theta}{2}$$

Слабое взаимодействие нейтрино осуществляется посредством обмена промежуточными W и Z бозонами. Слабый лептонный и адронный токи имеют **V-A структуру**.

Инклюзивное сечение рассеяния нейтрино заряженным током (cc - заряженный ток)

$$\frac{d^3\sigma^{(cc)}}{d\varepsilon_f d\Omega_f} = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{|\mathbf{k}_f|}{\varepsilon_i} \frac{\tilde{G}^2}{2} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu(cc)}$$

$$L_{\mu\nu} W^{\mu\nu(cc)} = 2\varepsilon_i \varepsilon_f (v_0 R_0^{(cc)} + v_T R_T^{(cc)} + v_{zz} R_{zz}^{(cc)} - v_{0z} R_{0z}^{(cc)} - h v_{xy} R_{xy}^{(cc)})$$

Ядерные функции отклика выражаются через компоненты адронного тока:

$$\begin{aligned} R_0^{(cc)} &= W_S^{00(cc)}, & R_T^{(cc)} &= W_S^{xx(cc)} + W_S^{yy(cc)}, & R_{0z}^{(cc)} &= W_S^{0z(cc)} + W_S^{z0(cc)}, \\ R_{zz}^{(cc)} &= W_S^{zz(cc)}, & R_{xy}^{(cc)} &= i \left(W_A^{xy(cc)} - W_A^{yx(cc)} \right) \end{aligned}$$

Матричный элемент адронного тока:

$$\langle p, B | J^\mu | A \rangle = \int d^3r \exp(i\mathbf{t} \cdot \mathbf{r}) \bar{\Psi}(\mathbf{p}, \mathbf{r}) \Gamma^\mu \Phi(\mathbf{r})$$

Φ и Ψ - релятивистские волновые функции связанного и выбитого нуклона

В модели **RDWIA** проводится расчет квазиупругих сечений (**KY**) с учетом взаимодействий в конечном состоянии (**FSI**).

- ▶ Приближение среднего поля - нуклоны движутся в самосогласованном поле, создаваемом другими нуклонами.
- ▶ Оболочечная модель ядра - спектр энергетических уровней нуклонов разбивается на группы близко расположенных уровней - потенциал поля статический.
- ▶ **Импульсное приближение** - рассеяние лептона на одном связанном нуклоне, который находится вне массовой поверхности (при переданных импульсах $|\vec{q}| > 200 \text{ МэВ/с}$).

Для нахождения релятивистских волновых функций **связанного** нуклона в ядре решается система уравнений

J. Walecka (1974)

- уравнения Дирака для нуклонов и уравнения Клейна-Гордона для мезонов

Уравнения решаются численно и их решение - волновые функции нуклонов, находящихся на ядерных оболочках

C. J. Horowitz et al. (1991)

Учитывается рассеяние на **коррелированных парах** нуклонов. Из **JLab** и **NIKHEP**: 20% нуклонов в **NN-парах** с относительными импульсами вплоть до 400-500 МэВ/с.

В **RDWIA** модели учитывается **взаимодействие** выбитого нуклона с остаточным ядром **в конечном состоянии**. Волновая функция выбитого нуклона $\psi(\mathbf{r})$ находится из уравнения Дирака с оптическим скалярным S и векторным V потенциалами. **E. D. Cooper (1991)**

$$[\alpha \cdot \mathbf{p} + \beta(m + S)]\psi = (E - V)\psi$$

Оптические потенциалы определены из эксп. данных по сечениям рассеяния нуклонов.

Ядерный ток представляется в виде суммы одночастичных токов $J_A^\mu = \sum_i J_i^\mu$.

При КУ рассеянии электрона на нуклоне матричный элемент электромагнитного тока адронов:

$$\langle p' | J_\alpha | p \rangle = N_{p'} N_p \bar{u}(p') \Gamma_\alpha(p', p) u(p)$$

$u(p)$ и $u(p')$ - начальный и конечный спиноры нуклонов, Γ_α - вершинная функция.

$$\Gamma_2^\mu = \gamma^\mu F_V(Q^2) + i\sigma^{\mu\nu} \frac{q_\nu}{2m} F_M(Q^2)$$

Используется **приближение де Фореста** для нуклонов вне массовой поверхности:

- форм-факторы и спиноры свободного нуклона
- замена энергии связанного нуклона на энергию свободного нуклона

При квазиупругом рассеянии нейтрино **слабый адронный ток** имеет **V-A** структуру, т. е. состоит из **векторной** V_α и **аксиальной** A_α частей.

$$J_\alpha = \cos \theta_C (V_\alpha + A_\alpha)$$

Однонуклонный матричный элемент оператора V_α

$$\langle p' | V_\alpha | p \rangle = N_{p'} N_p \bar{u}(p') [\gamma_\alpha F_V(Q^2) - (1/2M) \sigma_{\alpha\beta} q_\beta F_M(Q^2)] u(p)$$

Матричный элемент оператора аксиального тока A_α

$$\langle p' | A_\alpha | p \rangle = N_{p'} N_p \bar{u}(p') [\gamma_\alpha \gamma_5 F_A(Q^2) + i q_\alpha \gamma_5 F_P(Q^2)] u(p)$$

Вещественные функции $F_V(Q^2)$, $F_M(Q^2)$, $F_A(Q^2)$, $F_P(Q^2)$ - векторный, магнитный, аксиальный и псевдоскалярный слабые форм-факторы нуклона.

Аксиальный форм-фактор рассматривают в дипольном приближении, аксиальная масса M_A - свободный параметр; r_A - аксиальный радиус нуклона

$$F_A(Q^2) = \frac{g_A}{(1 + \frac{Q^2}{M_A^2})^2} \quad \langle r_A^2 \rangle = \frac{12}{M_A^2}$$

Расчеты W_{2p2h} - трудоемкие, сводятся к решению 7D интегралов. I.Ruiz Simo et al., Phys. Rev. D. D90,033012 (2014)

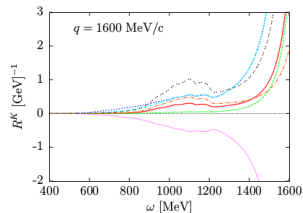
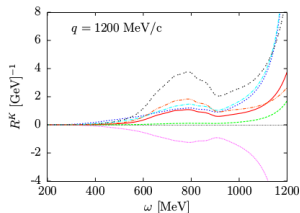
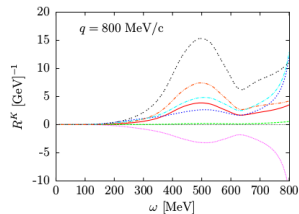
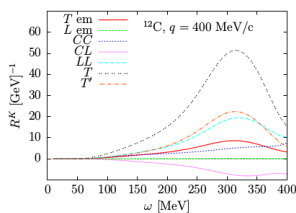
Рассеяние электронов:

$$\frac{d^3\sigma^{el}}{d\varepsilon_f d\Omega_f} = 4\varepsilon_i \varepsilon_f \cos^2 \frac{\theta}{2} \left(V_L R_L^{(el)} + V_T R_T^{(el)} \right)$$

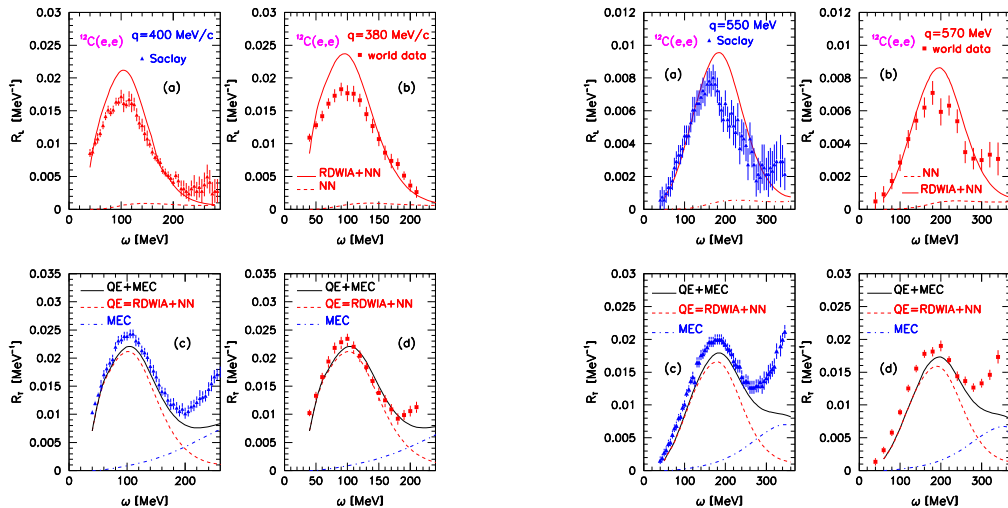
Рассеяние нейтрино:

$$\frac{d^3\sigma^{(cc)}}{d\varepsilon_f d\Omega_f} = 2\varepsilon_i \varepsilon_f (v_0 R_0^{(cc)} + v_T R_T^{(cc)} + v_{zz} R_{zz}^{(cc)} - v_{0z} R_{0z}^{(cc)} - h v_{xy} R_{xy}^{(cc)})$$

Рисунок взят из I.Ruiz Simo et al., J.Phys. G44,065105 (2017).



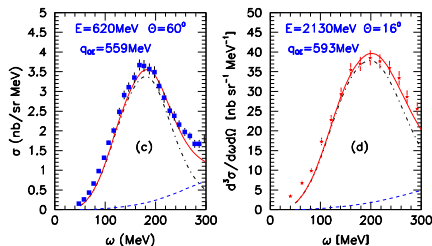
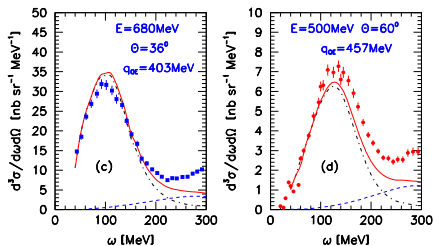
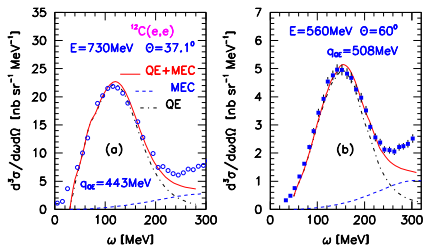
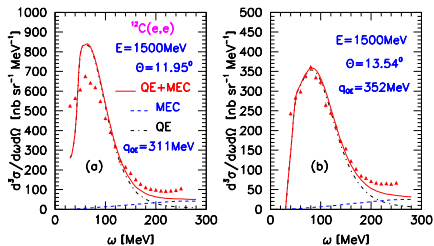
Продольная R_L и поперечная R_T функции отклика.
 A. V. Butkevich, S. V. Luchuk. -Phys. Rev. C. -2018. -97. -p.045502.



Эксп. данные из: Nucl.Phys. A402,515 (1983)(Saclay); Nucl.Phys. A603,117 (1993)(world data)

Двойные дифференциальные сечения.

A. V. Butkevich, S. V. Luchuk. -Phys. Rev. C. -2018. -97. -p.045502.



Эксп. данные из: O.Benhar et al. Rev.Mod.Phys.,80,189 (2008)

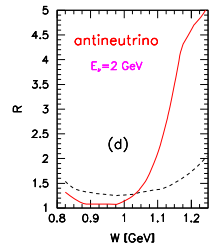
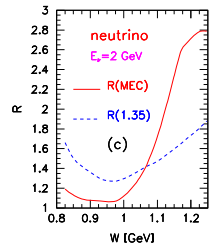
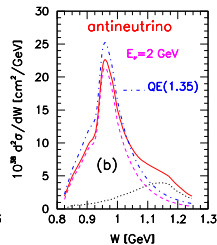
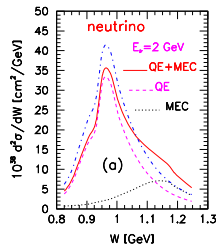
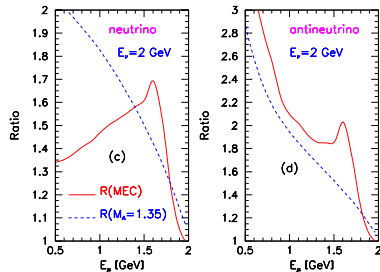
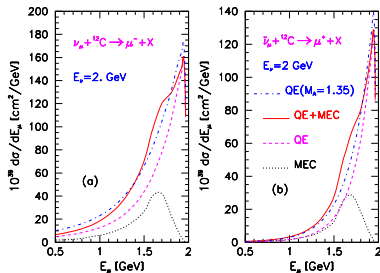
Эффекты большой аксиальной массы M_A и двух-частичных токов $2p - 2h$ MEC в рассеянии нейтрино

В эксперименте **MiniBooNE** измерялись двойные-дифференциальные сечения по энергии и углу вылета мюона и дифференциальные сечения рассеяния по Q^2 .

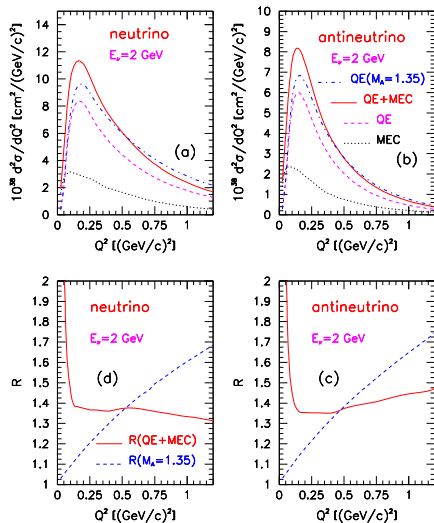
Полученные сечения рассеяния нейтрино могут быть описаны без учета вкладов двухчастичных токов ($M_A = 1.35$ ГэВ) **A. Butkevich et al. Phys. Rev. C. 85, 2012, 065501.**

Различные модели позволяют описать **данные MiniBooNE** с учетом вкладов двух-частичных токов.
M. Martini et al. Phys. Rev. C. 84, 2011, 055502;
J. Nieves et al. Phys. Lett. B. 707, 2012, 72-75.

В данной работе вычислены ν и $\bar{\nu}$ сечения $(d\sigma/dx)_{QE+MEC}$ в модели **RDWIA+MEC** с $M_A = 1.03$ ГэВ и сечения $(d\sigma/dx)_{M_A, QE}$ в модели **RDWIA** с $M_A = 1.35$ ГэВ, как функции $x = E_\mu$, Q^2 , W при энергиях налетающего нейтрино $\varepsilon_\nu = 2$ ГэВ.



Сечения рассеяния и отношения: $R(QE + MEC) = (QE + MEC)/QE$, $R(M_A = 1.35) = (M_A, QE)/(QE)$



Два подхода оказывает практически одинаковый эффект на дифференциальные сечения по E_μ в области **KU** пика.

Эти подходы дают разный результат при рассмотрении дифференциальных сечений по переменной **W**.

В интервале $0.2 < Q^2 < 1$ (ГэВ/с)² наклоны Q^2 -распределений слегка отличаются в этих двух подходах.

A. V. Butkevich, S. V. Luchuk. -Phys. Rev. D. -2019. -99. -p.093001.

Слабый ток: $J = J_V + F_A J'_A$

Адронный тензор:

$$W_{\mu\nu} = W_{\mu\nu}^V + F_A^2(Q^2) W_{\mu\nu}^A + h F_A(Q^2) W_{\mu\nu}^{VA}$$

Сечение КУ и взаимодействий на обменных мезонах, интегрированное по потоку:

$$\left\langle \frac{d\sigma}{dQ^2}(Q^2) \right\rangle = \left\langle \frac{d\sigma^{QE}}{dQ^2}(Q^2) \right\rangle + \left\langle \frac{d\sigma^{MEC}}{dQ^2}(Q^2) \right\rangle$$

A. V. Butkevich, S. V. Luchuk. -Phys. Rev. D.
-2019. -99. -p.093001.

Данные **MiniBooNE** представлены в виде $d^2\sigma/dTdcos\theta$ и $d\sigma/dQ^2$ в области $0 < Q^2 < 2$ (ГэВ/с)²

Результаты χ^2 фита по поиску M_A :

1D фит - $M_A = 1.17 \pm 0.03$ ГэВ.

2D фит - $M_A = 1.24 \pm 0.09$ ГэВ.

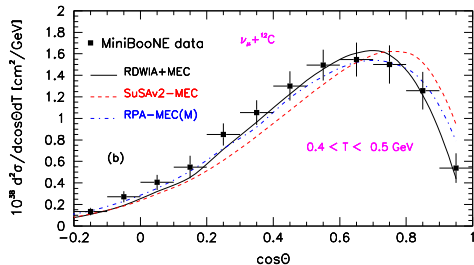
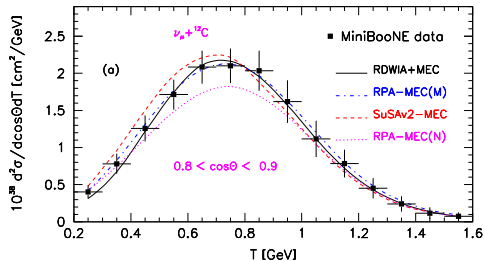
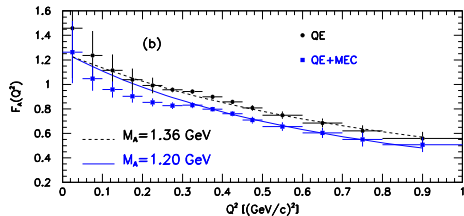
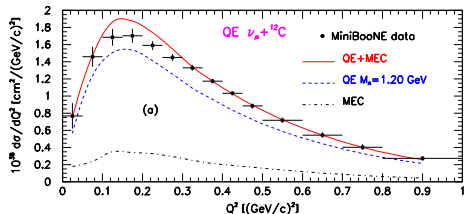
1D+2D фит - $M_A = 1.20 \pm 0.06$ ГэВ.

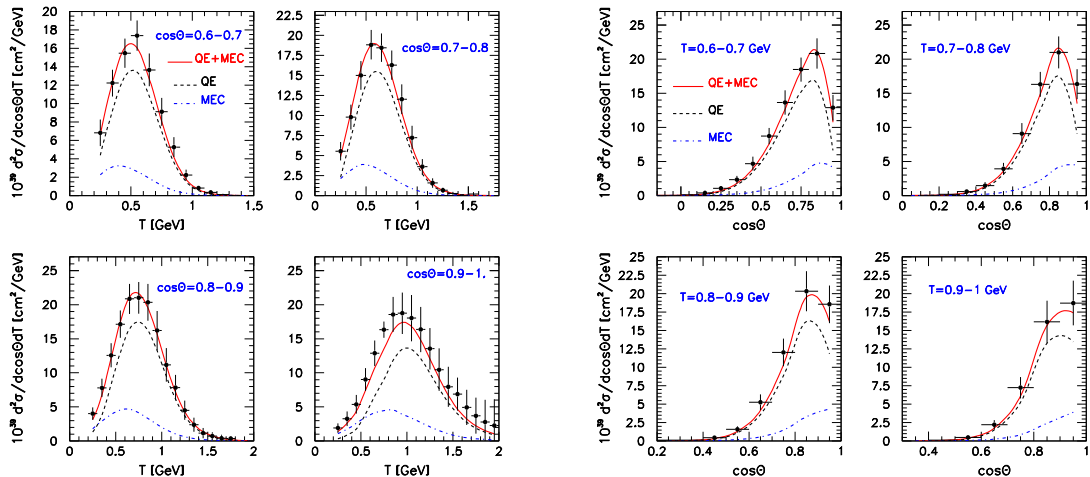
Результаты в пределах ошибок согласуются со значением $M_A = 1.15 \pm 0.03$ ГэВ, полученным в C. Wilkinson et al. PRD93, 072010 (2016)

КУ сечение, интегрированное по потоку:

$$\left\langle \frac{d\sigma^{QE}}{dQ^2}(Q^2) \right\rangle = \langle \sigma^V(Q^2) \rangle^{QE} + F_A^2(Q^2) \langle \sigma^A(Q^2) \rangle^{QE} + h F_A(Q^2) \langle \sigma^{VA}(Q^2) \rangle^{QE}$$

Результаты RDWIA+MEC модели с полученным значением $M_A = 1.20$





Оценка интегрированных по потоку нейтрино в эксперименте NOvA KY + MEC сечений на нейтронах веществ ближнего детектора.

Сечения вычисляются в рамках **RDWIA+MEC** с аксиальной массой $M_A = 1.2$ ГэВ.

Детекторы состоят в основном из углерода, хлора и водорода: ^{12}C - 66.8%, ^{35}Cl - 16.4%, ^1H - 10.5%, ^{48}Ti - 3.3%, ^{16}O - 2.6%.

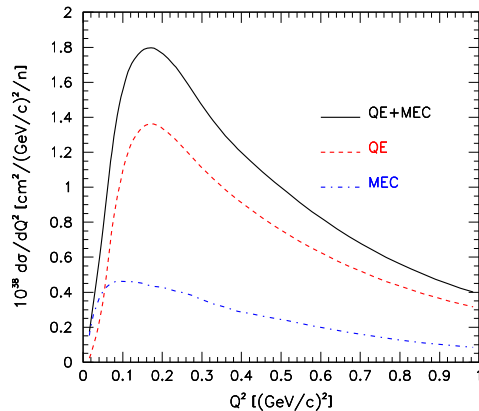
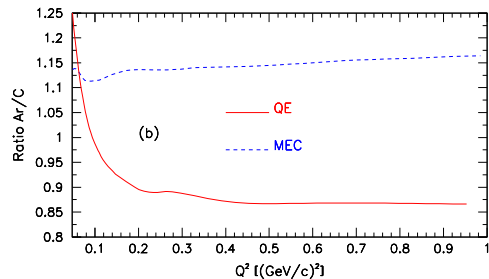
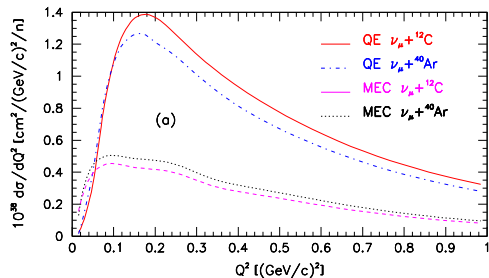
Ячейки детектора заполнены жидким сцинтиллятором (CH_2), который составляет 63% от полного веса всего детектора.

Отличия между ядерной структурой ^{40}Ar и ^{35}Cl незначительные $\Rightarrow$ для упрощения вычислений предполагается, что рассеяние происходит только на углероде и аргоне.

Сечение рассеяния на нейтрон может быть выражено как $\sigma_{MIX} = \alpha_C \sigma_C + \alpha_{Cl} \alpha_{Ar}$, где $\sigma_C(\sigma_{Ar})$ - сечения рассеяния нейтрино на нейтрон в ядре $^{12}\text{C}(^{40}\text{Ar})$.

Систематические неопределенности сечения σ_{MIX} , обусловленные заменой хлора аргонem и пренебрежением рассеяния на других ядрах, помимо углерода и аргона, составляют около 0.6%.

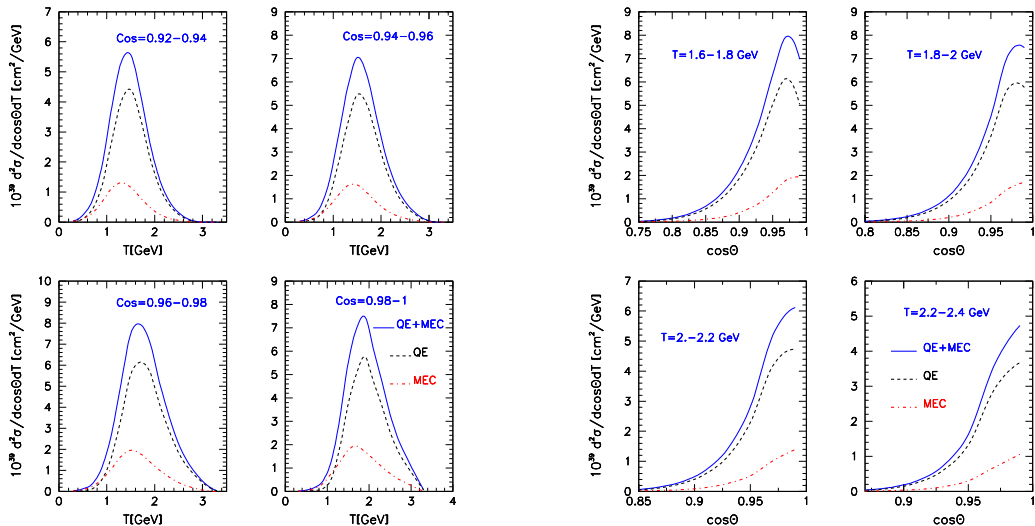
Результаты RDWIA+MEC модели при энергиях эксперимента NOvA

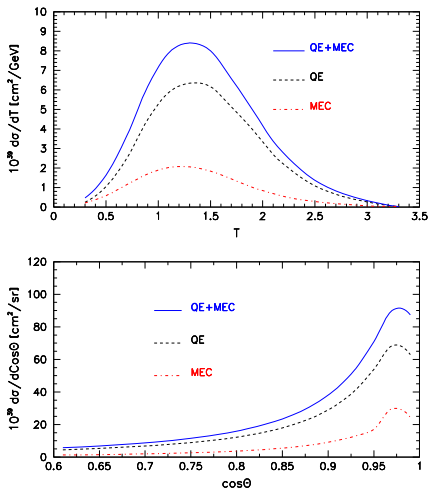


Сечение рассеяния на нейтрон для смеси σ_{MIX} .

A. V. Butkevich, S. V. Luchuk. -Phys. Rev. D. -2019.
-99. -p.093001.

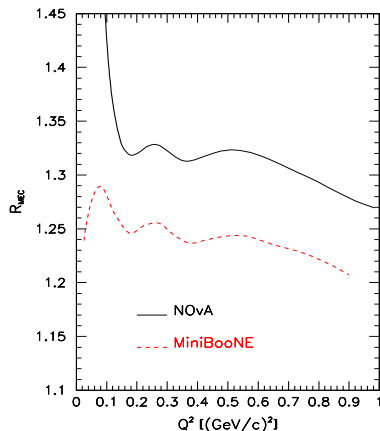
Результаты RDWIA+MEC модели при энергиях эксперимента NOvA





A. V. Butkevich, S. V. Luchuk. -Phys. Rev. D.
-2019. -99. -p.093001.

$$R_{MEC} = (d\sigma/dQ^2)_{QE+MEC} / (d\sigma/dQ^2)_{QE}$$



В эксперименте NOvA вклад 2p-2h MEC
процессов на 8% больше, чем в
эксперименте MiniBooNE.

- 1) Для описания **KY**-подобных сечений предложена объединенная модель **RDWIA+MEC** искаженных волн в импульсном приближении и вкладов 2-х частичных токов, обусловленных рассеянием на **обменных мезонах**. Эта модель учитывает эффекты **взаимодействий в конечном состоянии** и **NN-корреляции** нуклонов на коротких расстояниях.
- 2) Модель **RDWIA+MEC** успешно проверена в электромагнитных взаимодействиях. Для этого приведены результаты расчетов электромагнитных функций отклика и дифференциальных сечений рассеяния электронов на углероде, и их сравнение с экспериментальными данными в широкой кинематической области.
- 3) Проведен сравнительный анализ вычисленных квазиупругих и **2p-2h MEC** сечений рассеяния нейтрино на ядрах углерода в рамках совместной **RDWIA+MEC** модели с аксиальной массой нуклона равной **1.03 ГэВ** и модели **RDWIA** с **$M_A = 1.35$ ГэВ**. Показано, что увеличение поперечной функции отклика или же аксиальной массы нуклона оказывает практически одинаковый эффект как на дифференциальные, так и на полные сечения в области **KY** пика. В то же время, эти два подхода дают разный результат при рассмотрении дифференциальных сечений по переменной **W**.

- 4) В рамках **RDWIA+MEC** подхода получена зависимость аксиального форм-фактора F_A от Q^2 и значение аксиальной массы нуклона $M_A \approx 1.2$ ГэВ из данных эксперимента **MiniBooNE**. Определен вклад двух-частичных токов в **KY**-подобные процессы, который в эксперименте **MiniBooNE** составляет около 25% в зависимости от кинематики.
- 5) В рамках **RDWIA+MEC** модели со значением аксиальной массы $M_A = 1.2$ ГэВ оценены интегрированные по потоку дифференциальные **KY**-подобные сечения рассеяния нейтрино на ближнем детекторе эксперимента **NOvA**.
- 6) Из анализа интегрированных по потоку дифференциальных **KY**-подобных сечений рассеяния нейтрино по Q^2 следует, что вклад **2p-2h MEC** процессов при энергиях эксперимента **NOvA** составляет 30% - 35%, т. е. примерно на 8% больше, чем в эксперименте **MiniBooNE**.