

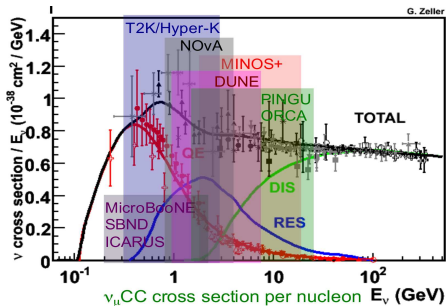
“Анализ эксклюзивных квази-упругих сечений
рассеяния нейтрино заряженным и нейтральным
токами на ядрах аргона при энергиях эксперимента
MicroBooNE”

А. В. Буткевич

Институт ядерных исследований РАН, Москва

12-е Зацепинские чтения
27.05.2022

Эксперименты с ускорительными нейтрино



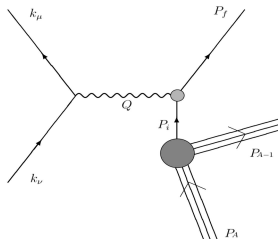
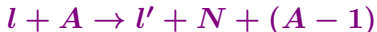
- (★) Повышенный интерес к сечениям взаимодействия лептонов с ядрами, обусловлен, в первую очередь, осцилляционными экспериментами с ускорительными нейтрино.
- (★) Эксперименты на коротких (меньше 1км) (MicroBooNE, SBND, ICARUS) и длинных (больше 100 км) (NOvA, DUNE, T2K/Hyper-K) расстояниях между источником и детектором нейтрино
- (★) Диапазон энергий $0.2 < \epsilon_\nu < 3$ ГэВ. В этой области доминируют процессы взаимодействия нейтрино заряженным током (CC), а именно квази-упругое рассеяние (CCQE), рассеяние на обменных мезонах (MEC) и процессы рождения резонансов (RES).

- (★) Для оценки значений параметров осцилляций нейтрино измеряется **вероятность осцилляций как функция энергии нейтрино**. Точность, с которой можно определить параметры осцилляций зависит от неопределенности, с которой **восстанавливается энергия нейтрино** в каждом событии.
- (★) В общем случае ν_μ CC взаимодействия $\nu_\mu + A \rightarrow l + X$ начальную энергию нейтрино можно восстановить **калориметрическим методом** $E_\nu^{rec} = E_l + E_{had}$, где E_l - энергия лептона и $E_{had} = f(E_X^{vis})$ - энергия адронной системы как функция видимой энергии. Функция f определяется из **моделирования ν CC взаимодействия и отклика детектора**. Точность определения E_{had} - **модельно зависима**.
- (★) В **CCQE** $\nu + A \rightarrow l + p + B$ взаимодействии и в упругом рассеянии нейтральным током (**NC**) $\nu + A \rightarrow \nu + p + B$ для определения энергии нейтрино используется **кинематический метод**, где $E_\nu^{rec} = f(p_l, \cos \theta_l)$ или $E_\nu^{rec} = f(p_p, \cos \theta_p)$ и **калориметрический метод** $E_\nu^{rec} = E_l + T_p + E_b$.
- (★) **NCE** взаимодействие - **поиск конверсии активных (ν_μ, ν_e) нейтрино в стерильные**. Сечения **NCE** рассеяния чувствительны к возможному вкладу **странных кварков** в аксиальный форм фактор адронных нейтральных токов.

Вклад ошибок в сечении доминирует в полной систематической ошибке. Ошибки обусловлены, главным образом, ядерными эффектами: структура ядра, распределение нуклонов в ядре по энергии и импульсу, взаимодействие нуклонов в начальном (нуклон-нуклонные корреляции) и конечном состояниях, вклад токов обменных мезонов.

- (★) В экспериментах **MicroBooNE**, **SBND**, **ICARUS** и **DUNE** используются (планируют использовать) нейтринные детекторы с жидким аргоном - **Liquid Argon Time Projected chamber** (LArTPC).
- (★) В эксперименте **MicroBooNE** измерены сечения $\nu_{\mu}CC$ рассеяния нейтрино на ядрах ^{40}Ar , в частности дифференциальные сечения эксклюзивного $^{40}\text{Ar}(\nu_{\mu}, \mu p)$ процесса.
- (★) В данной работе вычисленные дифференциальные сечения **CCQE** $^{40}\text{Ar}(\nu_{\mu}, \mu p)$ и **NCE** $^{40}\text{Ar}(\nu_{\mu}, \nu_{\mu} p)$ процессов сравниваются с измеренными в этом эксперименте сечениями.

Квази-упругое рассеяния лептонов на ядрах



Квази-упругое рассеяние лептонов.

$l(k_i) + A(p_A) \rightarrow l'(k_f) + N(p_x) + B(p_B)$, где $q = (\omega, \mathbf{q}) = k_i - k_f$ и $Q^2 = -q^2$.

Импульсное приближение

W/Z -бозон взаимодействует только с одним нуклоном с образованием $1p - 1h$ (одна частица - одна дырка) в конечном состоянии.

Дифференциальное сечение эксклюзивной реакции можно записать в виде

$$\frac{d^3\sigma^{(cc)(nc)}}{d\varepsilon_f d\Omega_f} = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{|k_f|}{\varepsilon_i} \frac{\tilde{G}^{2(cc)(nc)2} \cos^2 \theta_C}{2} L_{\mu\nu}^{(cc)(nc)} W^{\mu\nu(cc)(nc)},$$

где $\Omega_f = (\theta, \phi)$ телесный угол рассеянного лептона, $\alpha \simeq 1/137$ постоянная тонкой структуры, $\tilde{G}^{(cc)} = M_W^2 G \cos \theta_C / (Q^2 + M_W^2)$, $\tilde{G}^{(nc)} = M_Z^2 G / (Q^2 + M_Z^2)$ и $G \simeq 1.16639 \times 10^{-11} \text{ МэВ}^{-2}$ константа Ферми, θ_C угол Каббиво ($\cos \theta_C \approx 0.9749$), $L_{\mu\nu}^{(cc)(nc)}$ лептонный тензор слабого заряженного и нейтрального токов, $W^{\mu\nu(cc)}$ и $W^{\mu\nu(nc)}$ адронные тензоры слабого заряженного и нейтрального токов.

Сечение можно выразить через ядерные функции отклика $R_i^{(cc)(nc)}$

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma^{(cc)(nc)}}{d\varepsilon_f d\Omega_f} = & \frac{\tilde{G}^{2(cc)(nc)}}{(2\pi)^2} \varepsilon_f |k_f| (v_0 R_0^{(cc)(nc)} + v_T R_T^{(cc)(nc)} + v_{zz} R_{zz}^{(cc)(nc)} \\ & - v_{0z} R_{0z}^{(cc)(nc)} - h v_{xy} R_{xy}^{(cc)(nc)}). \end{aligned}$$

Коэффициенты v_k зависят только от кинематических переменных лептона.

Ядерные функции отклика выражаются через компоненты адронных тензоров

$$R_0^{(cc)(nc)} = W^{00(cc)(nc)},$$

$$R_T^{(cc)(nc)} = W^{xx(cc)(nc)} + W^{yy(cc)(nc)},$$

$$R_{0z}^{(cc)(nc)} = W^{0z(cc)(nc)} + W^{z0(cc)(nc)},$$

$$R_{zz}^{(cc)(nc)} = W^{zz(cc)},$$

$$R_{xy}^{(cc)(nc)} = i \left(W^{xy(cc)(nc)} - W^{yx(cc)(nc)} \right),$$

и зависят от (Q^2, ω) или $(|q|, \omega)$. Они описывают слабые свойства адронной системы. Вся информация о структуре ядра и взаимодействии частиц в конечном состоянии содержится в ядерных тензорах

$$W_{\mu\nu}^{(cc)(nc)} = \sum \langle B_f, p_x | J_\mu^{(cc)(nc)} | A \rangle \langle A | J_\nu^{(cc)(nc)} | B_f, p_x \rangle$$

J_μ оператор ядерного тока, $|A\rangle$ и $|B_f, p_x\rangle$ - начальное и конечное состояния адронной системы. Суммирование по всем не детектируемым конечным состояниям $|B_f\rangle$.

Ядерные токи представляются сложными операторами, для вычисления которых необходимо решать задачу многих тел. В практических расчетах приходится делать предположения, упрощающие вычисление матричных элементов.

(●) Импульсное приближение

- (*) Максимальное расстояние между нуклонами в ядре (обмен π -мезонами) ~ 1.4 Фм. Виртуальный бозон с $|q| > 200$ МэВ/с взаимодействует с одним нуклоном, а остальные $(A-1)$ нуклона являются зритателями.
- (*) Ядерный ток = сумма одночастичных токов, связанных в ядре нуклонов $J_A^\mu = \sum_i j_i^\mu$.
- (*) Матричный элемент оператора слабого тока для QE взаимодействия.

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

где Γ^μ - вершинная функция, Φ и $\Psi^{(-)}$ - релятивистские волновые функции связанного и вылетающего нуклонов.

- Одно-нуклонный заряженный ток

имеет V-A структуру $J^\mu = J_V^\mu + J_A^\mu$, а вершинная функция свободного нуклона имеет вид $\Gamma^\mu = \Gamma_V^\mu + \Gamma_A^\mu$, где

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

$\sigma_{\mu\nu} = i[\gamma^\mu\gamma^\nu]/2$, F_V и F_M - слабые векторные форм факторы и $F_i = F_{i,p}^{(el)} - F_{i,n}^{(el)}$, где $i = V, M$.

- Вершинная функция аксиального тока связана с аксиальным $F_A(Q^2)$ и псевдоскалярным $F_P(Q^2)$ форм факторами нуклона

$$\Gamma_A^\mu = F_A^{(cc)}(Q^2)\gamma^\mu\gamma_5 + F_P^{(cc)}(Q^2)q^\mu\gamma_5.$$

Псевдоскалярный форм фактор $F_P(Q^2)$ связан с F_A соотношением (гипотеза ЧСАТ)

$$F_P(Q^2) = 2mF_A(Q^2)/(m_\pi^2 + Q^2).$$

Используется дипольная параметризация

$$F_A^{(cc)}(Q^2) = F_A^{(cc)}(0)/(1 + Q^2/M_A^2)^2 \text{ со свободным параметром } 1 < M_A < 1.2$$

M_A - аксиальная масса нуклона.

- Одно-нуклонный нейтральный ток

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

где векторные форм факторы нейтрального тока

$$F_V^{(nc)} = \tau_3(0.5 - \sin^2 \theta_W)(F_1^p - F_1^n) - \sin^2 \theta_W(F_1^p + F_1^n) - F_V^s/2$$

$$F_M^{(nc)} = \tau_3(0.5 - \sin^2 \theta_W)(F_2^p - F_2^n) - \sin^2 \theta_W(F_2^p + F_2^n) - F_M^s/2,$$

$\tau_3 = +(-1)$ для $p(n)$ и θ_W - угол Вайнберга.

- Вершинная функция нейтрального аксиального тока связана с аксиальными форм факторами нуклона

$$\Gamma_A^{nc} = (\tau_3 F_A + F_A^S)/2,$$

где вклад странных кварков в аксиальный форм фактор нейтральных токов (дипольная параметризация)

$$F_A^S = \Delta s / (1 + Q^2/M_A^2)^2$$

и можно полагать, что $-0.2 < \Delta s < 0.2$ и $F_V^s = F_M^s = 0$.

Неопределенности в M_A и Δs - источники систематических ошибок при вычислении QE сечений.

- (★) Волновые функции нуклонов Φ , находящихся на оболочках являются решениями уравнения Дирака для нуклонов, полученного в приближении среднего поля в рамках $\sigma - \omega$ модели *B.Serot et al. 1986*. Распределение нуклонов по импульсу и энергии связи имеет вид

$$n(\mathbf{p}_m, \epsilon) = n_{MF}(\mathbf{p}_m, \epsilon) + n_{cor}(\mathbf{p}_m, \epsilon),$$

где n_{MF} - распределение нуклонов на оболочках, а $n_{cor}(\mathbf{p}_m, \epsilon)$ - распределение нуклонов в коррелированных NN парах.

- Основной вклад в $n_{cor}(\mathbf{p}_m, \epsilon)$ дают конфигурации основных состояний ядер, в которых присутствует **коррелированная NN пара** и система, состоящая из **остаточных A-2 нуклонов**. *C.C. degli Atti, S.Simula (1996)*
- Средняя заполненность ядерных оболочек в ^{40}Ca составляет **87%** и можно полагать, что **13%** нуклонов приходится на коррелированные NN пары *G.J.Kramer et al. Phys.Lett B227(1989)199.*

Релятивистская модель искаженных волн (RDWIA)

Волновая функция нуклона в конечном состоянии ψ является решением уравнения Дирака с оптическим скалярным S и векторным V потенциалами.

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

$$\psi(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \psi_+(\mathbf{r}) \\ \psi_-(\mathbf{r}) \end{pmatrix}$$

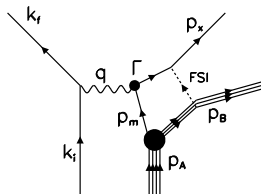
Система уравнений Дирака сводится к уравнению второго порядка

$$[\nabla^2 + k^2 - 2\mu (U^C + U^{LS} \mathbf{L} \cdot \boldsymbol{\sigma})] \xi = 0,$$

где ξ - двухкомпонентный спинор Паули, U^C и U^{LS} - центральный и спин-орбитальный потенциалы, которые выражаются через оптические потенциалы, k - релятивистское волновое число, μ - приведенная масса $N + B$ системы.

Волновые функции нуклонов в конечном состоянии вычислялись с параметризацией оптических потенциалов EDAD1

E.D. Cooper et al. (1993)



MicroBooNE CCQE сечения

- ★ Квази-упругий эксклюзивный процесс.



т.е. $CC1p0\pi$ события, где регистрируются мюон с $p_\mu > 100$ МэВ/с и только один протон с $p_p > 300$ МэВ/с.

★ Фон - пионы с импульсом $p_\pi < 70$ МэВ, нейтроны с любым импульсом и события с любым числом протонов с $p_p < 300$ МэВ. Он оценивался из моделирования событий (модельно зависимый) MicroBooNE Phys. Rev. Lett. 125, 201803 (2020).

★ Статистика 410 событий, фон 12% и систематическая ошибка - 26%

★ Определение энергии нейтрино в $CC1p0\pi$ событиях.

Калориметрический метод

$$E_\nu^{rec} = E_\mu + T_p + E_b,$$

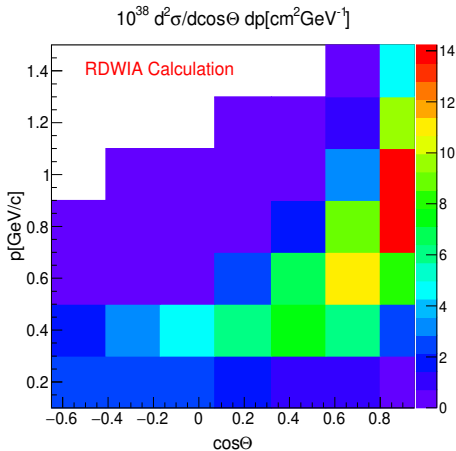
где E_μ , T_p энергия мюона и кинетическая энергия протона, а $E_b = 40$ МэВ - энергия связи нуклона в ядре аргона.

★ Измеряются интегрированные по спектру дифференциальные сечения

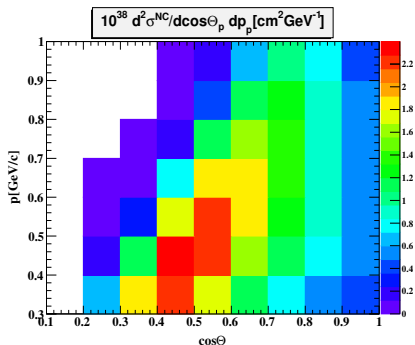
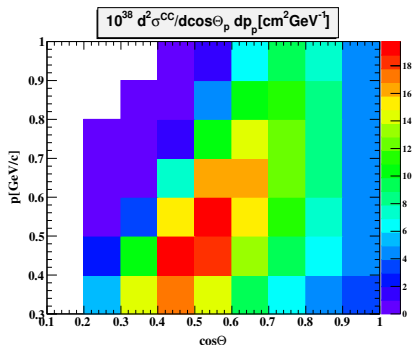
$$\left\langle \frac{d\sigma}{dx} \right\rangle = \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} W_\nu(\epsilon_\nu) \frac{d\sigma}{dx}(x, \epsilon_\nu) d\epsilon_\nu,$$

где спектр нейтрино в пучке I_ν имеет максимум при $\epsilon_\nu \approx 0.7$ ГэВ и $0.2 < \epsilon_\nu < 2$ ГэВ.

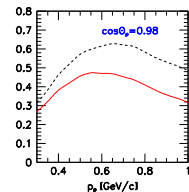
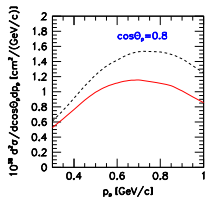
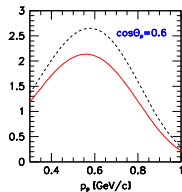
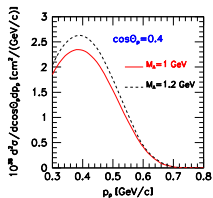
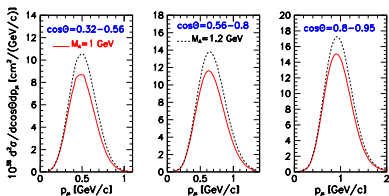
$$W_\nu(\epsilon_\nu)/\Phi, \quad \Phi = \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} I_\nu(\epsilon_\nu)$$



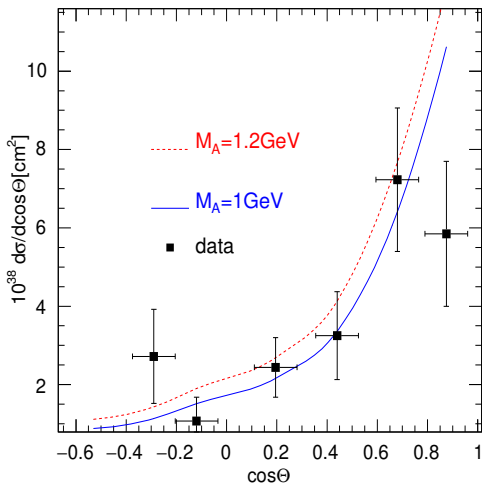
Интегрированное по спектру нейтрино двойное дифференциальное сечение процесса $^{40}\text{Ar}(\nu_\mu, \mu p)$ (CC1p0 π события с $p_\mu > 0.1$ ГэВ/с и $p_p > 0.3$ ГэВ/с) $d\sigma/dp_\mu d\cos\theta_\mu$, вычисленное с $M_A = 1$ ГэВ как функции импульса p_μ и угла рассеяния мюона $\cos\theta_\mu$. Максимум сечения находится в области $0.9 < p_\mu < 1.1$ ГэВ/с и $0.8 < \cos\theta_\mu < 0.96$. Основной вклад в сечения дают взаимодействия ν_μ с $\epsilon_\nu > 1$ ГэВ и малыми переданными импульсами.



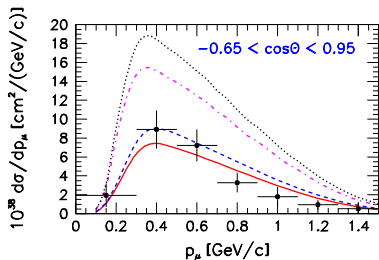
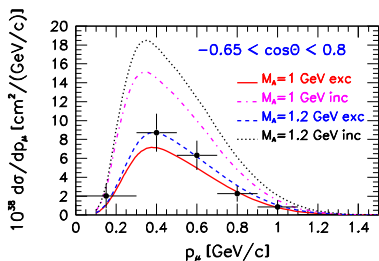
Интегрированные по спектру нейтрино двойные дифференциальные сечения $d\sigma/dp_p d \cos \theta_p$ процесса $^{40}\text{Ar}(\nu_\mu, \mu p)$ (левый рисунок) и процесса $^{40}\text{Ar}(\nu_\mu, \nu_\mu p)$ (NC1p0 π события с $p_p > 0.3$ ГэВ/с) (правый рисунок) вычисленное с $M_A = 1$ ГэВ как функции импульса p_p и угла рассеяния протона $\cos \theta_p$. Максимум сечения находится в области $0.4 < p_p < 0.6$ ГэВ/с и $0.4 < \cos \theta_p < 0.6$ (угол $\theta_p \approx 60^\circ$).



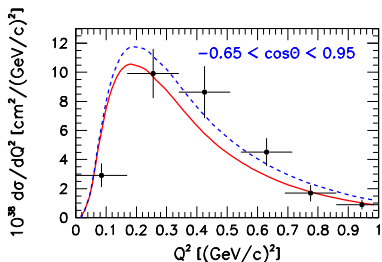
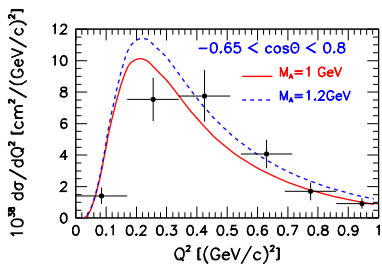
Интегрированное по спектру нейтрино двойное дифференциальное сечение $d\sigma/dp_\mu d\cos\theta_\mu$ процессов $^{40}\text{Ar}(\nu_\mu, \mu p)$ (левый рисунок) и $^{40}\text{Ar}(\nu_\mu, \nu_\mu p)$ (правый рисунок) вычисленные с $M_A = 1$ и 1.2 ГэВ как функция импульса p_p для разных углов рассеяния протонов. В области максимума сечения, вычисленные с $M_A = 1.2$ ГэВ на 20% больше, чем результат полученный с $M_A = 1$ ГэВ.



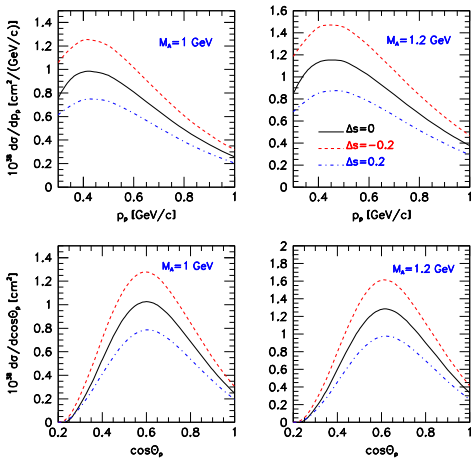
Интегрированное по спектру нейтрино дифференциальное сечение $d\sigma/d\cos\theta_\mu$ как функция угла рассеяния мюона. Данные *MicroBooNE: P.Abratenko et al. arXiv:2110.14028* сравниваются с результатами RDWIA модели *A.Butkevich, PRC 105, 025501 (2022)*, полученными для значений $M_A = 1$ и 1.2 ГэВ.



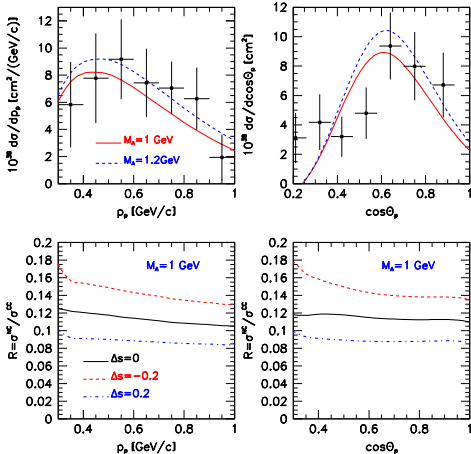
Интегрированные по спектру нейтрино дифференциальные эксклюзивные и инклюзивные сечения $d\sigma/dp_\mu$ как функции импульса мюона. Данные *MicroBooNE*: *P.Abratenko et al. arXiv:2110.14028* сравниваются с результатами RDWIA модели *A.Butkevich, PRC 105, 025501 (2022)*, полученными для значений $M_A = 1$ и 1.2 ГэВ. Вклад $^{40}\text{Ar}(\nu_\mu, \mu p)$ канала в инклюзивное сечение увеличивается от 35% при $p_\mu = 0.2$ ГэВ/с до 50% при $p_\mu = 1$ ГэВ/с. Максимум сечения приходится на $p_\mu = 0.4$ ГэВ/с.



Интегрированное по спектру нейтринно дифференциальное сечение $d\sigma/dQ^2$ как функция импульса Q^2 для диапазонов $-0.65 < \cos\theta_\mu < 0.95$ и $-0.65 < \cos\theta_\mu < 0.8$. Данные *MicroBooNE: P.Abratenko et al. arXiv:2110.14028* сравниваются с результатами RDWIA модели *A.Butkevich, PRC 105, 025501 (2022)*, полученными для значений $M_A = 1$ и 1.2 ГэВ. Область $Q^2 > 0.3$ ($\text{ГэВ}/c)^2$ наиболее чувствительна к значению M_A .



Интегрированные по спектру нейтрино дифференциальные сечения $d\sigma/dp_p$ (верхний ряд) и $d\sigma/d\cos\theta_p$ (нижний ряд) процесса $^{40}\text{Ar}(\nu_\mu, \nu_\mu p)$, вычисленные с $M_A = 1$ и 1.2 ГэВ как функции импульса p_p и угла рассеяния протона. Расчеты проведены для вкладов странных кварков $\Delta s = -0.2, 0, 0.2$. Сечения, вычисленные с $\Delta s = -0.2(0.2)$ на 20% больше (меньше), чем результат полученный с $\Delta s = 0$.



Интегрированные по спектру нейтрино дифференциальные сечения $d\sigma/dp_p$ и $d\sigma/d\cos\theta_p$ (верхний ряд) процесса $^{40}\text{Ar}(\nu_\mu, \mu p)$ вычисленные с $M_A = 1$ и 1.2 ГэВ как функции импульса p_p и угла рассеяния протона в сравнении с данными эксперимента **MicroBooNE**. Отношение сечений эксклюзивных процессов $^{40}\text{Ar}(\nu_\mu, \nu_\mu p)$ и $^{40}\text{Ar}(\nu_\mu, \mu p)$ - $R = \sigma_{NC}/\sigma_{CC}$ (нижний ряд) представлены как функции p_p и $\cos\theta_p$. При $\Delta s = 0$ $R \approx 0.12$ и слабо зависит от p_p и $\cos\theta_p$.

Заключение

- ★ Представлена **RDWIA** модель для описания эксклюзивных **CCQE** и **NCE** процессов рассеяния лептонов на ядрах аргона.
- ★ В рамках этой модели вычислены интегрированные по спектру нейтрино **CC1p0π** и **NC1p0π** дифференциальные сечения с $M_A = 1$ и 1.2 ГэВ и вкладами странных кварков $\Delta s = -0.2, 0, 0.2$.
- ★ Вычисленные дифференциальные сечения сравниваются с данными эксперимента **MicroBooNE**. Сечения **CCQE** взаимодействия, полученные с $M_A = 1$ ГэВ и 1.2 ГэВ для углов рассеяния мюона $\cos \theta_\mu < 0.8$ и с $M_A = 1$ ГэВ для $\cos \theta_\mu < 0.95$, хорошо согласуются с данными.
- ★ Из анализа результатов расчета и данных следует, что вклад эксклюзивного канала $(\nu_\mu, \mu p)$ с $p_p > 0.3$ ГэВ/с в инклюзивное сечение составляет **50%** при $p_p = 1$ ГэВ/с. Сечение, вычисленное с $M_A = 1.2$ ГэВ на **20%** больше, чем сечения вычисленные с $M_A = 1$ ГэВ.
- ★ Отношение сечений **NCE** и **CCQE** $\nu_\mu^{40}Ar$ рассеяния $R = \sigma_{NC}/\sigma_{CC} \approx 0.12$. Неопределенности в σ_{NC} , связанные с $-0.2 < \Delta s < 0.2$ составляют **20%**.