

К. С. Кузьмин, В. А. Наумов

АКСИАЛЬНАЯ МАССА  
В РЕАКЦИЯХ КВАЗИУПРУГОГО  
РАССЕЯНИЯ АНТИНЕЙТРИНО  
НА НУКЛОНАХ С РОЖДЕНИЕМ  
СТРАННЫХ ГИПЕРОНОВ

АКСИАЛЬНАЯ МАССА В РЕАКЦИЯХ КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ АНТИ-  
НЕЙТРИНО НА НУКЛОНАХ С РОЖДЕНИЕМ СТРАННЫХ ГИПЕРОНОВ:  
Препринт ИТЭФ 14-08/

К. С. Кузьмин<sup>1,2</sup>, В. А. Наумов<sup>1</sup> – М., 2008 – 21 с.

Изучаются реакции квазиупругого рождения  $\Lambda$ -,  $\Sigma^-$ - и  $\Sigma^0$ -гиперонов при взаимодействиях антинейтрино с нуклонами. Из совместного статистического анализа экспериментальных данных по дифференциальным и полным сечениям квазиупругих реакций рассеяния нейтрино и антинейтрино с  $\Delta Y = 0$  и 1 на различных ядерных мишенях извлечено значение аксиальной массы  $M_A$ , которое согласуется с результатами фитирования всех ускорительных данных по эксклюзивным и инклюзивным  $\nu N$ - и  $\bar{\nu} N$ -реакциям.

AXIAL MASS IN REACTIONS OF QUASIELASTIC ANTINEUTRINO–NUCLEON SCAT-  
TERING WITH STRANGE HYPERON PRODUCTION

K. S. Kuzmin<sup>1,2</sup>, V. A. Naumov<sup>1</sup>

The reactions of quasielastic production of  $\Lambda$ ,  $\Sigma^-$ , and  $\Sigma^0$  hyperons in antineutrino interactions with nucleons are studied. From a combined statistical analysis of the experimental data on differential and total cross sections of the quasielastic reactions with  $\Delta Y = 0$  and 1 on various nuclear targets, a value of the axial mass  $M_A$  is extracted, which is concordant with the results obtained by fitting all the data on exclusive and inclusive  $\nu N$  and  $\bar{\nu} N$  reactions.

Рис. - 4, табл. - 2, список лит. - 55 наим.

---

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна.  
Joint Institute for Nuclear Research, Dubna.

<sup>2</sup> Институт теоретической и экспериментальной физики, г. Москва.  
Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow.

# Введение

Надежное описание  $\nu N$ - и  $\bar{\nu} N$ -взаимодействий необходимо для обработки и интерпретации результатов современных и планируемых экспериментов с пучками ускорительных и атмосферных (анти)нейтрино по изучению нейтринных осцилляций, квантовой декогерентности, стабильности нейтрино, нестандартных взаимодействий нейтрино с веществом, а также для экспериментов по поиску экзотических процессов (таких, как распад протона,  $n\bar{n}$ -переходы в ядрах), для которых взаимодействия нейтрино (в основном атмосферного происхождения) со средой детектора являются экспериментально неконтролируемым источником фоновых событий.

Поскольку в настоящее время отсутствует универсальная модель расчета сечений взаимодействий нейтрино с нуклонами и ядрами, применимая в широкой области энергий, традиционным подходом к решению проблемы является использование некогерентной суперпозиции основных вкладов, описывающих упругое и квазиупругое (сопровожаемое перезарядкой нуклонов с сохранением гиперзаряда  $Y$  или рождением легких гиперонов с изменением  $Y$  на единицу) рассеяние нейтрино, нейтринорождение одиночных пионов (с барионными резонансами в промежуточном состоянии) и глубоконеупругое рассеяние (описываемое в рамках кварк-партоновой модели, с кварковыми распределениями, извлекаемыми из данных по рассеянию заряженных лептонов и нейтрино высоких энергий). Наряду с доминирующими вкладами иногда учитываются поправки, обусловленные реакциями резонансного нейтринорождения нескольких пионов, одиночных каонов и  $\eta$ -мезонов, а также когерентного рассеяния нейтрино на ядрах.

В данной работе изучается недоминирующий, но существенный вклад в суммарное  $\bar{\nu} N$ -сечение, обусловленный квазиупругим рождением  $\Lambda$ -,  $\Sigma^-$ - и  $\Sigma^0$ -гиперонов, разрешенным правилами отбора  $\Delta Y = \pm 1$ ,  $\Delta I = 1/2$  и  $\Delta Y = \Delta Q$  (где  $I$  – изоспин и  $Q$  – электрический заряд). Сечения этих процессов подавлены по сравнению с таковыми для обычного квазиупругого рассеяния  $\bar{\nu}_\ell p \rightarrow \ell^+ n$  ( $\ell = e, \mu, \tau$ ) фактором  $\sin^2 \theta_C \approx 0.05$  (где  $\theta_C$  – угол Кабиббо) и по этой причине плохо изучены экспериментально. Поэтому в настоящее время невозможно проверить справедливость альтернативных моделей переходных форм-факторов, входящих в слабый адронный ток с  $\Delta Y = 1$ , используя непосредственно данные по  $\bar{\nu} N$ -сечениям. Наибольшую неопределенность вносят аксиально-векторный и связанный с ним псевдоскалярный форм-факторы. Псевдоскалярный вклад в  $\nu_{e,\mu} n$  и  $\bar{\nu}_{e,\mu} p$  сечения очень мал и на сегодняшний день не может быть измерен. Однако он важен для расчета квазиупругих  $\nu_\tau n$  и  $\bar{\nu}_\tau p$  сечений, экспериментальных данных для которых попросту нет, но знать которые необходимо для изучения  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$  осцилляций в таких экспериментах, как ICARUS/ICANOE и OPERA (см., например, [1]), способных идентифицировать события с  $\tau$ -лептоном в конечном состоянии.

В дипольном приближении аксиально-векторный форм-фактор определяется константами  $D$  и  $F$ , которые с хорошей точностью определены из полулептонных распадов нейтрона и гиперонов [2] и аксиальной массой  $M_A$ , измеренной с большой неопределенностью. В недавних работах [3, 4] были выполнены детальные расчеты с целью извлечь наилучшее значение аксиальной массы из имеющихся экспериментальных данных по

квазиупругим взаимодействиям  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  (с  $\Delta Y = 0$ ), используя наиболее точные модели для электромагнитных форм-факторов протона и нейтрона, входящих в слабый адронный ток. Статистический анализ, выполненный в работах [3], основан на первичных, не пересчитанных к сечениям, данных (анти)нейтринных экспериментов с водородными и дейтериевыми мишенями, а также на более модельно-зависимых результатах по электророждению заряженных пионов. В работе [4] использовался весь доступный экспериментальный материал по полным и дифференциальным квазиупругим сечениям, измеренным на различных ядерных мишенях (от водородных до железных). Показано, в частности, что разброс значений  $M_A$ , извлеченных (с учетом ядерных поправок) из разных ускорительных экспериментов, не обнаруживает систематической зависимости от состава материала мишени. Полученные в [3] и [4] значения  $M_A$  ( $1.014 \pm 0.014$  и  $0.999 \pm 0.011$  ГэВ соответственно) согласуются друг с другом в пределах статистических ошибок.

Квазиупругое рождение странных гиперонов в работах [3, 4] не обсуждалось. Экспериментальные данные по сечениям одних лишь этих реакций слишком скудны для сколько-нибудь надежного извлечения аксиальной массы. Однако совместный статистический анализ данных по сечениям всех квазиупругих реакций  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  с  $\Delta Y = 0, 1$  не только возможен, но и полезен, т.к. позволяет проверить гипотезу (приближенной) универсальности параметра  $M_A$  для барионного октета и тем самым фиксировать в рамках предположения о полюсной доминантности переходной псевдоскалярный форм-фактор, от которого, как будет показано, довольно сильно зависят сечения квазиупругих  $\bar{\nu}_{\tau p}$  реакций с  $\Delta Y = 1$  при  $E_{\bar{\nu}} \lesssim 10$  ГэВ.

В работе [5] изучалась возможность извлечения аксиальной массы и некоторых других феноменологических параметров из глобального статистического анализа нейтринных и антинейтринных данных, включающих помимо квазиупругих также неупругие эксклюзивные и инклюзивные сечения. Анализ был усовершенствован в работе [6] с учетом результатов [4], уточнением критериев отбора фитируемых данных и включением большого массива дополнительных экспериментальных данных, в частности, данных по дифференциальным сечениям глубоконеупругого  $\nu N$ - и  $\bar{\nu} N$ -рассеяния. Было показано, что извлекаемое значение  $M_A$  зависит от модели партонных распределений, используемой в расчете глубоконеупругого вклада, но эта модельная зависимость приводит к отклонениям от результатов [3, 4], не превышающим  $\sim 3\%$ , что подтверждает корректность выбранных критериев отбора и самосогласованность анализа. В настоящей работе анализ [5, 6] дополняется данными по квазиупругим сечениям рождения странных гиперонов.

## 1. Структурные функции и сечения

Квазиупругое нейтринорождение странных гиперонов (с  $S = -1$ ) обусловлено взаимодействием лептонного тока  $\ell\nu$  со слабым адронным током  $us$ , увеличивающим гиперзаряд и электрический заряд кварка на единицу. Закон сохранения лептонного числа и правило отбора  $\Delta Y = \Delta Q$  запрещают квазиупругое рождение гиперонов в реакциях с участием нейтрино, но разрешают реакции

$$\bar{\nu}_\ell(k) + p(p) \rightarrow \ell^+(k') + \Lambda(p'), \quad (1a)$$

$$\bar{\nu}_\ell(k) + n(p) \rightarrow \ell^+(k') + \Sigma^-(p'), \quad (1b)$$

$$\bar{\nu}_\ell(k) + p(p) \rightarrow \ell^+(k') + \Sigma^0(p'). \quad (1c)$$

Здесь и далее  $k$ ,  $p$ ,  $k'$  и  $p'$  обозначают 4-импульсы начального антинейтрино, нуклона-мишени, конечного лептона  $\ell$  ( $e$ ,  $\mu$  или  $\tau$ ) и конечного гиперона соответственно. В данной работе нам понадобятся лишь сечения реакций (1) на неполяризованных нуклонах, усредненные по спинам конечных лептонов и гиперонов. Эти сечения изучались в различных контекстах в недавних работах [7–9]. Однако для моделирования событий в экспериментах по нейтринным осцилляциям без непосредственной идентификации конечного  $\tau$ -лептона (таких, как Super-Kamiokande) требуется знать более детальные характеристики реакций (1), в частности вектор поляризации  $\tau$ -лептона, от которого зависят измеряемые в эксперименте импульсные распределения продуктов его распада. Поэтому мы выпишем здесь общие формулы для структурных функций, входящих в определение адронного тензора, через которые выражаются как дифференциальные сечения, так и компоненты вектора поляризации лептона [10, 11].

Общее выражение для электрослабого адронного тока, описывающего слабые СС переходы между нуклонами  $N$  и компонентами барионного октета  $B = N, \Lambda, \Sigma$ , может быть записано в виде (см., например, [12])

$$J_\alpha = \langle B; p' | \hat{J}_\alpha | N; p \rangle = V \bar{u}_B(p') \Gamma_\alpha u_N(p),$$

где  $V = V_{ud}$  ( $V_{us}$ ) для реакций с  $\Delta Y = 0$  ( $\Delta Y = 1$ ), а  $V_{ud}$  и  $V_{us}$  – матричные элементы  $ud$ - и  $us$ -переходов кварковой матрицы смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскавы. Вершинная функция

$$\Gamma_\alpha(p, q) = \gamma_\alpha (F_V + F_M) + \frac{q_\alpha F_S - (p_\alpha + p'_\alpha) F_M}{M_I + M_F} + \left[ \gamma_\alpha (F_A + F_T) + \frac{q_\alpha F_P - (p_\alpha + p'_\alpha) F_T}{M_I + M_F} \right] \gamma_5,$$

(где  $M_I$  и  $M_F$  – массы начального нуклона и конечного бариона) определяется шестью, в общем случае комплексными форм-факторами  $F_i = F_i(Q^2)$ , зависящими от конкретной реакции. Изовекторные форм-факторы  $F_V$  и  $F_M$ , а также аксиально-векторный и псевдоскалярный форм-факторы  $F_A$  и  $F_P$  связаны с токами первого рода, а скалярный и тензорный форм-факторы  $F_S$  и  $F_T$  – с токами второго рода, отсутствующими в Стандартной Модели. Мы будем пренебрегать этими нестандартными вкладами в численном анализе, но сохраним их в общих формулах для сечений и структурных функций, поскольку токи второго рода феноменологически допустимы, а существующие экспериментальные ограничения пока не позволяют уверенно исключить их для ненулевых значений  $Q^2$  (см. работы [7, 13] и ссылки в них).

Дважды дифференциальное сечение реакций (1) определяется сверткой усредненного по спидам лептонного тензора  $L^{\alpha\beta}$  и адронного тензора  $W_{\alpha\beta}$

$$\frac{d^2\sigma}{dE_\ell d\cos\theta} = \frac{G_F^2 P_\ell L^{\alpha\beta} W_{\alpha\beta}}{4\pi M(1 + Q^2/M_W^2)^2 E_\ell}. \quad (2)$$

Здесь  $G_F$  – константа Ферми,  $E_\ell$  – энергия налетающего антинейтрино,  $P_\ell = \sqrt{E_\ell^2 - m_\ell^2}$ ,  $E_\ell$ ,  $\theta_\ell$  и  $m_\ell$  обозначают импульс, энергию, угол вылета и массу конечного лептона в лабораторной системе отсчета;  $Q^2 = -q^2$  ( $q = k - k'$  – передача 4-импульса налетающего антинейтрино конечному лептону, т.е. 4-импульс промежуточного  $W$  бозона, а  $M_W$  – его масса).

Лептонный тензор, усредненный по спидам лептона, имеет вид:

$$L_{\alpha\beta}(k, k') = 2 \left[ k'_\alpha k_\beta + k_\alpha k'_\beta - g_{\alpha\beta}(kk') \pm \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} k^\gamma k'^\delta \right], \quad (3)$$

где верхний и нижний знаки относятся к реакциям с нейтрино и антинейтрино соответственно. В окончательных выражениях для структурных функций и сечений мы сохраняем двойной знак, поскольку полученные ниже формулы применимы (с очевидной заменой обозначений) и для расчета сечений квазиупругих  $\nu n$  и  $\bar{\nu} p$  реакций, идущих без изменения гиперзаряда. Адронный тензор определен через шесть структурных функций  $W_i = W_i(Q^2)$

$$W_{\alpha\beta} = -g_{\alpha\beta}W_1 + \frac{p_\alpha p_\beta}{M^2}W_2 - i \frac{\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} p^\gamma q^\delta}{2M^2}W_3 + \frac{q_\alpha q_\beta}{M^2}W_4 + \frac{p_\alpha q_\beta + q_\alpha p_\beta}{2M^2}W_5 + i \frac{p_\alpha q_\beta - q_\alpha p_\beta}{2M^2}W_6, \quad (4)$$

где  $M = (M_I + M_F)/2$ . Стандартные вычисления позволяют связать сингулярные функции  $W_i$  с форм-факторами вершины  $\Gamma_\alpha(p, q)$ . Вводя определение функций  $\omega_i = \omega_i(Q^2)$

$$W_i = \frac{1}{4}V^2 M_I M_F \delta(p'^2 - M_F^2) \omega_i,$$

получим

$$\omega_i = \omega_i^0 + r \omega_i^1 + r^2 \omega_i^2,$$

где  $r = (M_F - M_I)/(M_F + M_I)$ , а отличные от нуля коэффициентные функции  $\omega_i^k = \omega_i^k(Q^2)$  имеют вид:

$$\begin{aligned} \omega_1^0 &= (1+x)|F_A + F_T|^2 + x|F_V + F_M|^2, \\ \omega_1^2 &= |F_V + F_M|^2, \\ \omega_2^0 &= |F_V|^2 + |F_A + F_T|^2 + x(|F_M|^2 + |F_T|^2), \\ \omega_2^1 &= 2|F_T| + 2\operatorname{Re}(F_A^* F_T^*), \\ \omega_2^2 &= |F_T|^2, \\ \omega_3^0 &= -2\operatorname{Re}[(F_A + F_T)(F_V^* + F_M^*)], \\ \omega_4^0 &= \frac{1}{4}\{|F_S|^2 - |F_M|^2 + 2\operatorname{Re}[F_V(F_S^* - F_M^*) + (F_T - F_P)(F_A^* + F_T^*)] \\ &\quad + x(|F_M - F_S|^2 + |F_T - F_P|^2)\}, \\ \omega_4^1 &= \frac{1}{2}\operatorname{Re}[(F_V + F_M)(F_S^* - F_M^*) + (F_A + F_T)(F_T^* - F_P^*)], \\ \omega_4^2 &= \frac{1}{4}|F_P + F_T|^2, \\ \omega_5^0 &= \omega_2^0 + \operatorname{Re}[F_S(F_V^* - xF_M^*) + F_T(F_A^* + F_T^* - xF_P^*)], \\ \omega_5^1 &= \omega_2^1 - \operatorname{Re}[F_M(F_M^* + F_V^*) + F_P(F_A^* + F_T^*)], \\ \omega_5^2 &= \omega_2^2 - \operatorname{Re}(F_T F_P^*), \\ \omega_6^0 &= \operatorname{Im}[F_S(F_V^* - xF_M^*) - F_T(F_A^* - xF_P^*)], \\ \omega_6^1 &= \operatorname{Im}[F_P(F_A^* + F_T^*) - F_V F_M^*], \\ \omega_6^2 &= \operatorname{Im}(F_P F_T^*), \end{aligned}$$

где  $x = Q^2/4M^2$ . Из определений (2), (3) и (4) находим дифференциальное сечение

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{G_F^2 M^4 V^2}{2\pi M_I^2 E_\nu^2} \left(1 + \frac{Q^2}{M_W^2}\right)^{-2} \left[ A + \left(\frac{s-u}{4M^2}\right) B + \left(\frac{s-u}{4M^2}\right)^2 C \right]. \quad (5)$$

Здесь  $s = (k + p)^2 = 2M_I E_{\bar{\nu}} + M_I^2$  и  $u = (k' - p)^2 = m_\ell^2 + M_I^2 - 2M_I E_\ell = m_\ell^2 + M_f^2 - 2M_I E_{\bar{\nu}} + Q^2$  – стандартные Мандельштамовские инварианты, а функции  $A$ ,  $B$  и  $C$  имеют вид

$$\begin{aligned} A &= a_0 - 2ra_1 + r^2a_2 + 2r^3a_3 - r^4a_4, \\ B &= 2b_0 - 2rb_1 + 2r^2b_2, \\ C &= c_0 - 2rc_1 + r^2c_2, \end{aligned}$$

в которых коэффициентные функции  $a_i$ ,  $b_i$  и  $c_i$  выражаются через форм-факторы:

$$\begin{aligned} a_0 &= -x^3 (|F_T|^2 + |F_M|^2) + x^2 [ |F_V + F_M|^2 + |F_A|^2 + 2\text{Re}(F_A F_T^* + F_V F_M^*) ] \\ &\quad + x (|F_T + F_A|^2 - |F_V|^2) + \kappa^2 \{ x^2 (|F_S|^2 + |F_P|^2 - |F_T|^2 - |F_M|^2) \\ &\quad + x (|F_S|^2 - |F_T|^2) + 2x\text{Re}[F_V F_M^* - F_P (F_A^* + F_T^*)] + |F_T + F_A|^2 - |F_V|^2 \} \\ &\quad + \kappa^4 \{ x (|F_S|^2 + |F_P|^2) + |F_S|^2 - |F_A + F_T|^2 - |F_V + F_M|^2 - 2\text{Re}[F_P (F_A^* + F_T^*)] \}, \\ a_1 &= -x(1+x) [ |F_T|^2 + \text{Re}(F_A F_T^*) ] - \kappa^2 \{ x |F_T|^2 - x\text{Re}[F_V F_S^* - F_T (F_A^* + F_P^*)] \\ &\quad - \text{Re}[F_V F_S^* \mp 2(F_A + F_T)(F_M^* + F_V^*)] \} + \kappa^4 \text{Re}[F_S (F_V^* + F_M^*)], \\ a_2 &= +2x [ |F_M|^2 + |F_V|^2 + 2\text{Re}(F_V F_M^*) ] - (1+x) [ |F_V|^2 + |F_A|^2 + |F_T|^2 + 2\text{Re}(F_A F_T^*) ] \\ &\quad + x (|F_M|^2 + 2|F_T|^2) + \kappa^2 [ x (|F_P|^2 - |F_M|^2 - 2|F_T|^2) - 2\text{Re}(F_T F_P^* + F_A F_P^*) \\ &\quad + |F_V|^2 - |F_A|^2 - 2|F_T|^2 + 2\text{Re}(F_V F_M^* - F_A F_T^*) ] + \kappa^4 |F_P|^2, \\ a_3 &= (1+x) [ |F_T|^2 + \text{Re}(F_A F_T^*) ] + \kappa^2 [ |F_T|^2 + \text{Re}(F_A F_T^* + F_T F_P^*) ], \\ a_4 &= (1+x) |F_T|^2 + \kappa^2 |F_T|^2, \\ b_0 &= \mp 2x\text{Re}[(F_A + F_T)(F_M^* + F_V^*)] + \kappa^2 [ x\text{Re}(F_M F_S^* + F_T F_P^*) \\ &\quad - \text{Re}(F_V F_S^* + F_A F_T^*) - |F_T|^2 ], \\ b_1 &= \kappa^2 \{ |F_M|^2 + \text{Re}[F_P (F_A^* + F_T^*) + F_V F_M^*] \}, \\ b_2 &= \kappa^2 \text{Re}(F_T F_P^*), \\ c_0 &= |F_V|^2 + |F_A + F_T|^2 + x (|F_M|^2 + |F_T|^2), \\ c_1 &= |F_T|^2 + \text{Re}(F_T F_A^*), \\ c_2 &= |F_T|^2, \end{aligned}$$

где  $\kappa = m_\ell/(2M)$ .

## 2. Используемые модели форм-факторов

В численном анализе мы будем предполагать инвариантность адронного тока относительно  $T$ - и  $C$ -преобразований. Тогда форм-факторы  $F_V$ ,  $F_M$ ,  $F_A$  и  $F_P$  являются вещественными функциями  $Q^2$ , а  $F_S = F_T = 0$  [12]. Векторная и аксиальная части слабых кварковых токов Стандартной Модели

$$V_\alpha^i = \bar{q} \frac{\lambda^i}{2} \gamma_\alpha q \quad \text{и} \quad A_\alpha^i = \bar{q} \frac{\lambda^i}{2} \gamma_\alpha \gamma_5 q$$

(где  $\lambda^i$  – матрицы Гелл-Манна,  $i = 1, \dots, 8$ ) являются компонентами двух  $SU(3)$ -октетов. В пренебрежении эффектами, нарушающими флейворную  $SU(3)$ -симметрию, изовекторные и аксиальный форм-факторы для реакций (1) могут быть связаны с таковыми для

Таблица 1: Изовекторные и аксиальный форм-факторы для реакций (1) согласно [8].

Реакция	$F_V$	$F_M$	$F_A$
$\bar{\nu}_\ell p \rightarrow \ell^+ \Lambda$	$-\sqrt{\frac{3}{2}} F_1^p$	$-\sqrt{\frac{3}{2}} F_2^p$	$-\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1+2\xi}{3} G_A$
$\bar{\nu}_\ell n \rightarrow \ell^+ \Sigma^-$	$-(F_1^p + 2F_1^n)$	$-(F_2^p + 2F_2^n)$	$(1-2\xi) G_A$
$\bar{\nu}_\ell p \rightarrow \ell^+ \Sigma^0$	$-\frac{1}{\sqrt{2}} (F_1^p + 2F_1^n)$	$-\frac{1}{\sqrt{2}} (F_2^p + 2F_2^n)$	$\frac{1}{\sqrt{2}} (1-2\xi) G_A$

реакций с  $\Delta Y = 0$  [2, 8]. Эти связи приведены в табл. 1, в которой использованы обозначения:

$$F_1^{p,n} = \frac{G_E^{p,n} + x'_{p,n} G_M^{p,n}}{1 + x'_{p,n}}, \quad F_2^{p,n} = \frac{G_M^{p,n} - G_E^{p,n}}{1 + x'_{p,n}}, \quad G_A = -\frac{F + D}{(1 + Q^2/M_A^2)^2},$$

$$x'_{p,n} = \frac{Q^2}{4M_{p,n}^2}, \quad \xi = \frac{F}{F + D}.$$

Здесь  $D$  и  $F$  – параметры, описывающие аксиально-векторные форм-факторы для  $\beta$ -распадов барионного октета, а  $G_E^{p,n} = G_E^{p,n}(Q^2)$  и  $G_M^{p,n} = G_M^{p,n}(Q^2)$  – электрические и магнитные форм-факторы, нормированные условиями  $G_E^p(0) = 1$ ,  $G_E^n(0) = 0$ ,  $G_M^p(0) = \mu_p$ ,  $G_M^n(0) = \mu_n$ , где  $\mu_p$  и  $\mu_n$  – магнитные моменты протона и нейтрона. Детальный анализ экспериментальных данных по форм-факторам  $\beta$ -распадов барионов, выполненный в рамках модели Кабиббо, приводит к значениям [2]

$$F + D = 1.267 \pm 0.003, \quad F - D = -0.341 \pm 0.016.$$

Поправки, связанные с нарушением флейворной SU(3)-симметрии, оказываются незначительными (см. [2, 14]).

Как и в работе [4], для описания электрического и магнитного форм-факторов мы используем две модели – ВВВА(07) [3] и GKex(05) [15], наиболее точно описывающие имеющиеся экспериментальные данные. Модель ВВВА(07) представляет собой аккуратную параметризацию большой совокупности данных по форм-факторам. Она использует связь упругих и неупругих форм-факторов и ограничения, накладываемые требованием кварк-адронной дуальности при больших  $Q^2$ , где доминирует кварковая структура адронов. Модель GKex(05) – это модификация модели векторной доминантности (МВД) Гари–Крюмпельманна [16], в которую добавлен ряд свободных параметров, определяемых из экспериментальных данных. Модель согласуется с МВД при низких  $Q^2$  и с асимптотическим поведением, предсказываемым пертурбативной КХД при высоких  $Q^2$ , но не использует ограничений кварк-адронной дуальности. Предсказания моделей ВВВА(07) и GKex(05) численно близки в области небольших  $Q^2$ , где имеются детальные данные по форм-факторам и их отношениям, но расходятся при больших  $Q^2$ , где данные отсутствуют или очень неопределенны. Наибольшие разногласия возникают для электрического форм-фактора нейтрона при  $Q^2 \gtrsim 1.5 \text{ ГэВ}^2$ . Подробнее сравнение ВВВА(07) и GKex(05) обсуждается в [4]. Для описания изменяющегося странность псевдоскалярного форм-фактора  $F_P$  мы примем простейшую гипотезу, предложенную

Намбу [17], согласно которой

$$F_P(Q^2) = M^2 (m_K^2 + Q^2)^{-1} F_A(Q^2), \quad (6)$$

где  $m_K$  – масса  $K^-$ -мезона. Как и для реакций без изменения гиперзаряда, соотношение (6) инспирировано гипотезой о частичном сохранении аксиального тока и ожиданием, что при малых  $Q^2$  в  $F_P$  доминирует полюс легчайшего, подходящего по квантовым числам, мезона (в данном случае каона). Обоснованность этих предположений существенно хуже, чем в случае реакций с  $\Delta Y = 0$  (где доминирует пионный полюс) из-за значительной разницы масс гиперонов и нуклонов, нарушающей сохранение векторного тока, и большой массы каона. Тем не менее, соотношение (6) неплохо работает в приложениях (см., например, [18]).

На рис. 1 показаны полные сечения реакций (1) для  $\bar{\nu}_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  и  $\bar{\nu}_\tau$ , рассчитанные с моделью ВВВА(07) для электромагнитных форм-факторов при шести значениях  $M_A$  (от 0.7 до 1.2 ГэВ), определяющей  $Q^2$ -зависимость аксиального форм-фактора. Этот диапазон значений  $M_A$  примерно соответствует разбросу экспериментальных данных по  $M_A$ , полученных из измерений квазиупругих реакций с  $\Delta Y = 0$ . Аналогичный расчет, выполненный с моделью GKex(05), приводит к количественно близким результатам. Как видно из рисунка, неопределенность в  $M_A$  наиболее сильно сказывается на величине сечений рождения  $\Lambda$ -гиперона. В случае реакции  $\bar{\nu}_\tau + p \rightarrow \tau^+ \Lambda$  она существенна даже вблизи порога реакции, что обусловлено большим вкладом псевдоскалярного форм-фактора. Чтобы пояснить этот эффект, на рис. 2 показаны отношения полных сечений реакций (1a) и (1b) с  $\ell = e, \mu$  и  $\tau$ , рассчитанных (при тех же значениях  $M_A$ , что и на рис. 1) с учетом вклада  $F_P$ , к сечениям этих же реакций без учета псевдоскалярного вклада. Из рисунка видно, что псевдоскалярный форм-фактор совершенно несуществен для реакций с  $\bar{\nu}_e$ , мал для реакций с  $\bar{\nu}_\mu$  ( $\lesssim 1.3\%$  в случае рождения

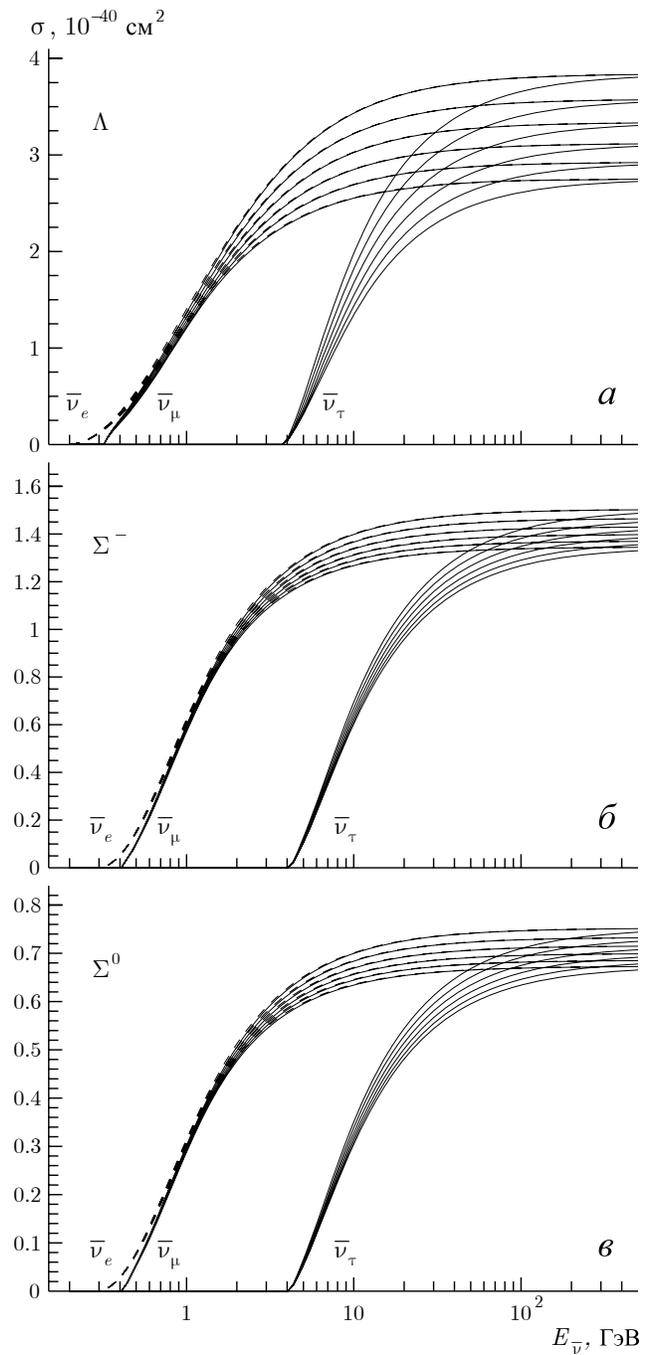


Рис. 1: Полные сечения реакций квазиупругого рассеяния  $\bar{\nu}_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  и  $\bar{\nu}_\tau$  на свободных нуклонах с рождением  $\Lambda$  (а),  $\Sigma^-$  (б) и  $\Sigma^0$  (в) в зависимости от энергии антинейтрино. Сечения рассчитаны с моделью ВВВА(07) для электромагнитных форм-факторов протона и нейтрона при шести значений аксиальной массы:  $M_A = 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1$  и  $1.2$  ГэВ. Все сечения возрастают с увеличением  $M_A$ .

для реакций с  $\bar{\nu}_\mu$  ( $\lesssim 1.3\%$  в случае рождения

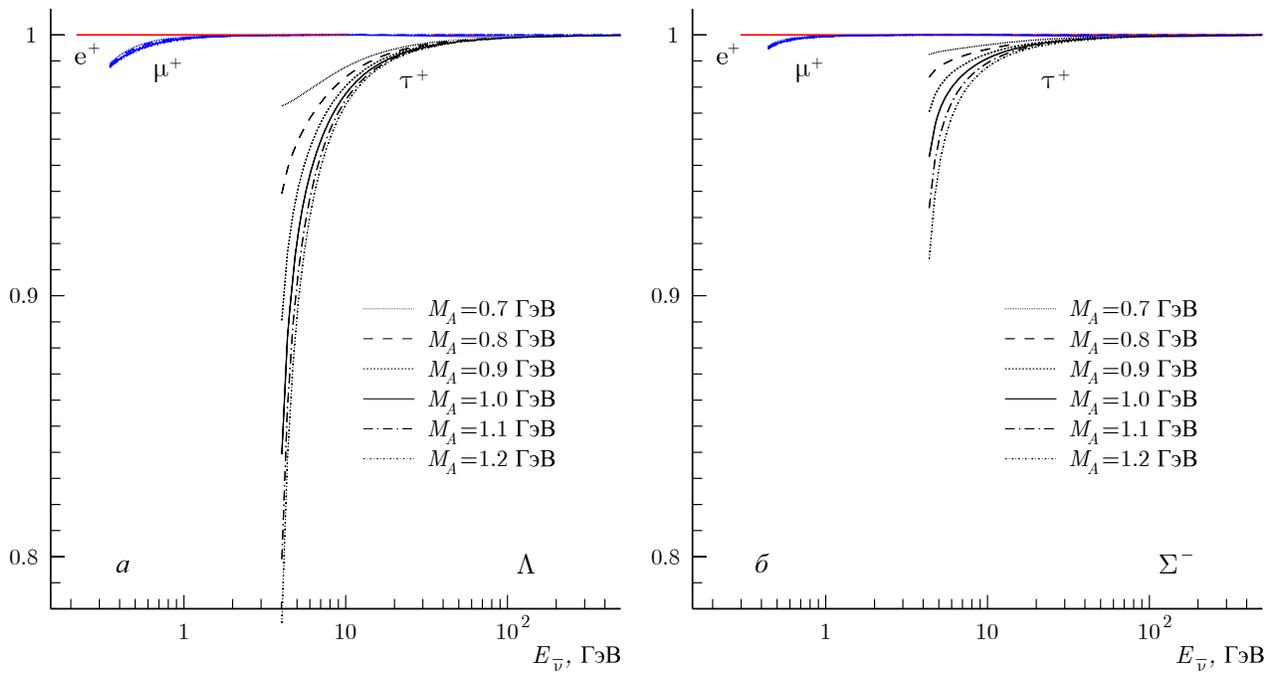


Рис. 2: Отношения полных сечений реакций рождения  $\Lambda$  (а) и  $\Sigma^-$  (б) с учетом вклада псевдоскалярного форм-фактора  $F_P$  к сечениям рассчитанным с  $F_P = 0$ . Отношения рассчитаны с моделью ВВВА(07) для электромагнитных форм-факторов при тех же значениях  $M_A$ , что и на рис. 1.

$\Lambda$  и  $\lesssim 0.5\%$  в случае с  $\Sigma^{-,0}$ ), но довольно велик для  $\bar{\nu}_\tau$ -реакций. Во всех случаях вклад  $F_P$  вымирает с ростом энергии. Заметим однако, что вклад квазиупругих событий в общее число событий, вызванных  $\bar{\nu}_\tau$ , возникающими в результате  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$  переходов, нарушающих сохранение лептонных чисел, в пучках атмосферных и ускорительных  $\bar{\nu}_\mu$ , определяется главным образом областью низких энергий ( $E_{\bar{\nu}} \lesssim 10$  ГэВ), в которой псевдоскалярный форм-фактор существен. Поэтому важно, что его вклад в сечения реакции  $\bar{\nu}_\tau + p \rightarrow \tau^+ \Lambda$  сильно зависит от величины  $M_A$  в околопороговой области.

### 3. Статистический анализ экспериментальных данных

В статистический анализ, выполненный в работе [4], включены все доступные данные по полным и дифференциальным сечениям казиупругого рассеяния нейтрино и антинейтрино с сохранением гиперзаряда на водородных, дейтериевых, углеродных, алюминиевых, железных, пропановых и фреоновых мишенях, а так же на пропан-фреоновых и неон-водородных смесях. Фитируемый набор данных включает 233 экспериментальные точки, полученные в ускорительных экспериментах ANL, BNL, FNAL, CERN и ИФВЭ. Экспериментальные данные охватывают интервал энергий (анти)нейтрино от  $\sim 150$  МэВ (ANL) до  $\sim 350$  ГэВ (FNAL). Сечения реакций рассчитывались с ВВВА(07) и GKex(05) моделями для электромагнитных форм-факторов нуклонов. В расчетах учтены только вклады токов первого рода ( $F_S = F_T = 0$ ). Ядерные эффекты рассчитаны согласно релятивистской модели ферми-газа Смита-Моница [19].

Фитирование данных реализовано с помощью стандартного пакета минимизации функций и анализа ошибок «MINUIT» (версия 94.1) [20]. В процедуре фитирования

участвуют только наиболее статистически обеспеченные результаты измерений, которые не были отвергнуты или перекрыты (из-за увеличения статистики, уточнения расчетных энергетических спектров (анти) нейтрино и т.д.) в более поздних публикациях тех же экспериментальных групп. В фитируемый набор не вошли устаревшие экспериментальные данные, измерения с неконтролируемыми систематическими ошибками, а так же результаты, не согласующиеся с основной группой данных: величина  $\chi^2$  для таких данных, как правило, превышает  $(3-4)$  NDF (где NDF обозначает число степеней свободы). Показано, что дифференциальные сечения  $d\sigma/dy$  и  $Q^2$ -распределения, рассчитанные с  $M_A$ , полученным из фита, хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными данными, не вошедшими в статистический анализ.

В настоящей работе описанный анализ дополняется данными по полным сечениям реакций (1) в предположении, что величина параметра  $M_A$  не зависит от типа квазиупругой реакции. Мы используем те же критерии отбора данных, что и в [4].

Эксперименты по измерению сечений квазиупругих реакций (1) с пучками мюонных антинейтрино проводились в центрах физики высоких энергий BNL [21], FNAL [22, 23], CERN [24–26] и ИФВЭ [27] в период с 1972 по 1990 год. За это время опубликовано 11 экспериментальных точек для полных сечений реакции (1а), 2 точки для сечений реакции (1с) и 2 точки для отношения сечения реакции (1а) к сечению реакции  $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n$  (см. рис. 3). Столь скудного экспериментального материала, конечно, не достаточно для надежного извлечения величины  $M_A$ , тем более, что данные имеют большие статистические и систематические ошибки. Поэтому наш анализ может претендовать лишь на качественную проверку гипотезы универсальности параметра  $M_A$ , извлекаемого при совместном фитировании данных

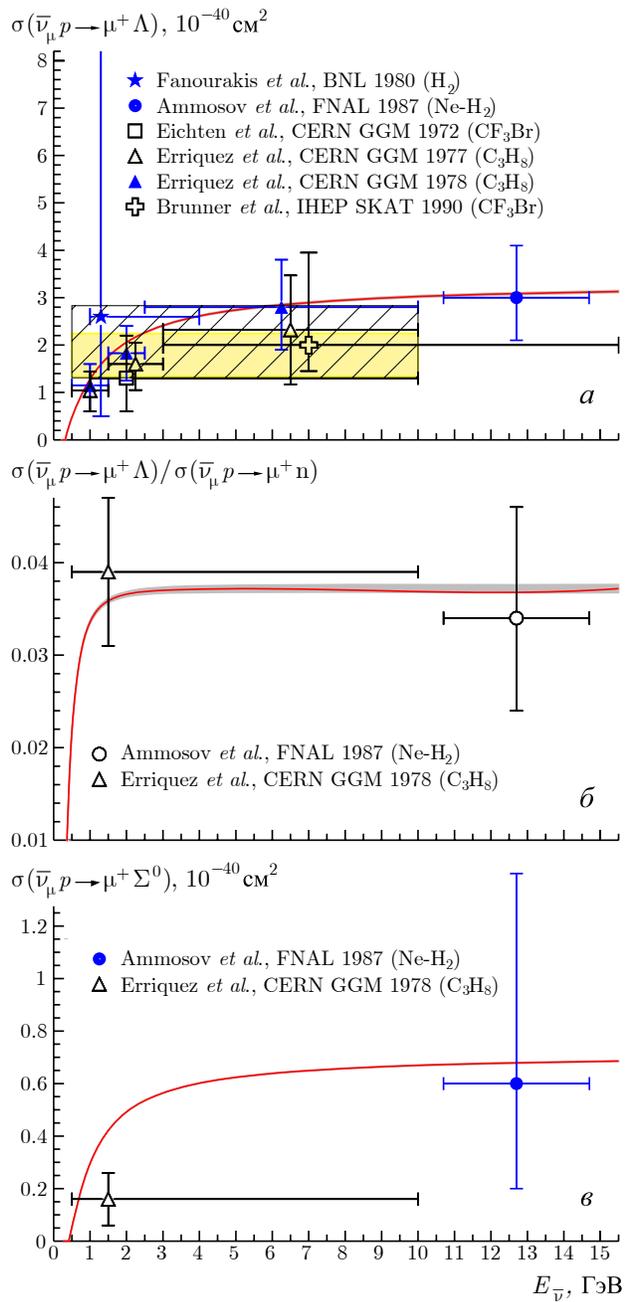


Рис. 3: Полные сечения реакций  $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \Lambda$ ,  $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \Sigma^0$  и отношение полных сечений реакций  $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \Lambda$  и  $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n$ , измеренные в экспериментах BNL 1980 [21], FNAL 1987 [22, 23], CERN GGM 1972 [25], CERN GGM 1977 [26], CERN GGM 1978 [24] и ИФВЭ СКАТ 1990 [27]. Кривыми показаны расчетные сечения, полученные с моделью ВВВА(07) при  $M_A = 0.999$  ГэВ. Ширина полос отвечает статистической ошибке  $\Delta M_A = \pm 0.011$  ГэВ.

по дифференциальным и полным сечениям квазиупругих  $\bar{\nu}_\mu N$  реакций всех типов.

Экспериментальные данные показаны на рис. 3 с полными ошибками. Результаты эксперимента CERN GGM 1977 [26] являются предварительными и показаны на панели (а) для сравнения с окончательными результатами [24]. Закрашенная и заштрихованная прямоугольные области на панели (а) обозначают сечения рождения  $\Lambda$  на связанном и свободном протоне соответственно, усредненные по энергетическому спектру антинейтринного пучка FNAL в интервале  $0.5 < E_{\bar{\nu}} < 10$  ГэВ [24]. Максимум интенсивности пучка приходится на энергию  $E_{\bar{\nu}} \approx 1.5$  ГэВ. Эта энергия принята в качестве средней, чтобы показать на панели (б) измеренное в [24] отношение  $\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ \Lambda) / \sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n)$ . Точка FNAL 1987 [23], показанная на этой же панели, получена с использованием ранних результатов FNAL [28, 29] по измерению  $\sigma(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n)$ .

Как показано в работе [8], ядерные поправки, связанные с учетом ферми-движения нуклонов в ядре и принципа Паули, практически несущественны для реакций рождения странных гиперонов на ядрах, за исключением энергий очень близких к порогам реакций, где сами сечения малы. Однако учет взаимодействия в конечном состоянии, т.е. электромагнитных и сильных взаимодействий гиперона с ядром-мишенью, приводит к нетривиальному эффекту: увеличению полного (в пересчете на один нуклон) сечения рождения  $\Lambda$  и уменьшению сечений рождения  $\Sigma^0$  и  $\Sigma^-$ . Но даже этот модельно-зависимый эффект невелик для легких ядер, по крайней мере, в сравнении с большими экспериментальными ошибками имеющихся на сегодняшний день данных. Поэтому мы им пренебрегаем в нашем анализе, но добавляем (квадратично) вносимую этим приближением неопределенность ( $\lesssim 5\%$ ) к суммарным ошибкам фитируемых данных. Для минимизации неопределенности мы исключаем из статистического анализа результаты экспериментов, выполненных с пузырьковыми камерами Гаргамель [25] и СКАТ [27], использующими в качестве мишени жидкий фреон, содержащий тяжелые ядра брома ( $Z = 35$ ). Как видно из рис. 3, сечения реакции (1а), измеренные в экспериментах [25] и [27], систематически ниже сечений, измеренных в остальных экспериментах, хотя формально и не противоречат им в пределах экспериментальных ошибок. Это расхождение, если отнестись к нему серьезно, нельзя объяснить эффектом взаимодействия  $\Lambda$  в конечном состоянии, имеющим, согласно [8], противоположный знак. Отмеченное обстоятельство дает дополнительный аргумент для исключения данных [25, 27] из фитируемого набора.

Окончательно в фитируемый набор включены данные работ [21, 23, 24], показанные на рис. 3 закрашенными символами (т.е. 6 экспериментальных точек из 13-ти). Кривыми на рисунке показаны расчетные сечения, полученные с моделью ВВВА(07) для электромагнитных форм-факторов при  $M_A = 0.999$  ГэВ, – значении, извлеченном при фитировании полного набора данных по квазиупругим реакциям с  $\Delta Y = 0, 1$ . Узкие полосы у кривых указывают неопределенности в расчетных сечениях, обусловленные статистической ошибкой извлечения  $M_A$ , равной 1.1%.

Таблица 2 суммирует результаты статистического анализа, выполненного с несколькими наборами данных при использовании двух моделей электромагнитных форм-факторов нуклона, описанных в предыдущем разделе. Неопределенность в оценке ядерных эффектов (включая эффект взаимодействия в конечном состоянии) включена в суммарную ошибку  $M_A$ . Верхние индексы « $\nu$ », « $\bar{\nu}$ » и « $\nu, \bar{\nu}$ » у  $M_A$  означают соответственно, что значения  $M_A$  были получены из данных по реакциям, вызванным только нейтрино, только антинейтрино, или как нейтрино, так и антинейтрино. Поскольку результирующие значения  $M_A$  практически не отличаются от полученных в [4], мы обсудим их крат-

Таблица 2: Значения  $M_A$  (в ГэВ), извлеченные фитированием различных наборов данных по полным и дифференциальным квазиупругим сечениям рассеяния  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  на нуклонах и ядрах. Учтены реакции с  $\Delta Y = 0$  и  $\Delta Y = 1$ . Расчеты выполнены с использованием моделей ВВВА(07) и GKex(05) для электромагнитных форм-факторов протона и нейтрона. Указанные ошибки означают одно стандартное отклонение. В скобках приводятся результирующие значения отношения  $\chi^2/\text{NDF}$ .

ВВВА(07)			GKex(05)		
$M_A^\nu$	$M_A^{\bar{\nu}}$	$M_A^{\nu,\bar{\nu}}$	$M_A^\nu$	$M_A^{\bar{\nu}}$	$M_A^{\nu,\bar{\nu}}$
<b>Фит по полным сечениям</b>					
$0.994 \pm 0.017$ (83/82)	$1.046 \pm 0.024$ (135/68)	$1.011 \pm 0.015$ (221/151)	$0.986 \pm 0.017$ (83/82)	$1.034 \pm 0.025$ (137/68)	$1.001 \pm 0.014$ (223/151)
<b>Фит по дифференциальным сечениям</b>					
$0.979 \pm 0.020$ (45/48)	$0.991 \pm 0.029$ (26/37)	$0.983 \pm 0.017$ (71/86)	$0.976 \pm 0.020$ (45/48)	$0.982 \pm 0.030$ (25/37)	$0.978 \pm 0.017$ (70/86)
<b>Фит по полным и дифференциальным сечениям</b>					
$0.988 \pm 0.013$ (128/131)	$1.022 \pm 0.018$ (163/106)	$0.999 \pm 0.011$ (293/238)	$0.981 \pm 0.013$ (128/131)	$1.012 \pm 0.019$ (164/106)	$0.991 \pm 0.011$ (293/238)

ко. Как видно из таблицы, модель GKex(05) приводит к чуть более низким значениям  $M_A$ , чем модель ВВВА(07), но эта разница не превышает статистических ошибок определения  $M_A$ , а результирующие значения  $\chi^2$  практически одинаковы. Поэтому ниже мы обсуждаем лишь результаты, полученные с моделью ВВВА(07). Извлекаемое значение  $M_A$  зависит от используемого набора данных в пределах  $\pm 3.3\%$ . Поскольку эта величина превышает статистические ошибки каждого индивидуального фита, показанного в таблице, она может быть принята в качестве оценки консервативной ошибки извлечения аксиальной массы.

Как отмечалось во Введении, полученный интервал значений  $M_A$  не противоречит результатам глобального фита по всем нейтринным данным, включающим как эксклюзивные, так и инклюзивные процессы взаимодействия нейтрино и антинейтрино с нуклонами [5, 6]. Один из основных источников систематической ошибки расчета суммарных  $\nu N$ - и  $\bar{\nu} N$ -сечений, как некогерентной суперпозиции вкладов эксклюзивных и инклюзивных каналов, обусловлен неопределенностью границ кинематических областей для резонансных (RES) и глубоконеупругих (DIS) процессов. Простейшим феноменологическим способом фиксации этих границ является обрезание по инвариантным массам ( $W$ ) конечных адронных состояний RES- и DIS-реакций. Неправильный выбор значений параметров обрезания  $W_{\text{cut}}^{\text{RES}}$  и  $W_{\text{cut}}^{\text{DIS}}$  может привести либо к двойному учету, либо к недоучету соответствующих вкладов в суммарные дифференциальные и полные сечения. Поэтому в статистическом анализе [6] величины  $W_{\text{cut}}^{\text{RES}}$  и  $W_{\text{cut}}^{\text{DIS}}$  считаются свободными параметрами, наряду с «квазиупругой» аксиальной массой  $M_A = M_A^{\text{QES}}$  и «резонансной» аксиальной массой  $M_A^{\text{RES}}$ , определяющей  $Q^2$ -зависимость аксиально-векторного форм-фактора резонансного нейтринорождения одиночных пионов и, вообще говоря, не совпадающей с  $M_A^{\text{QES}}$ .

Глобальный анализ [6] оперирует с большим массивом экспериментальных данных по

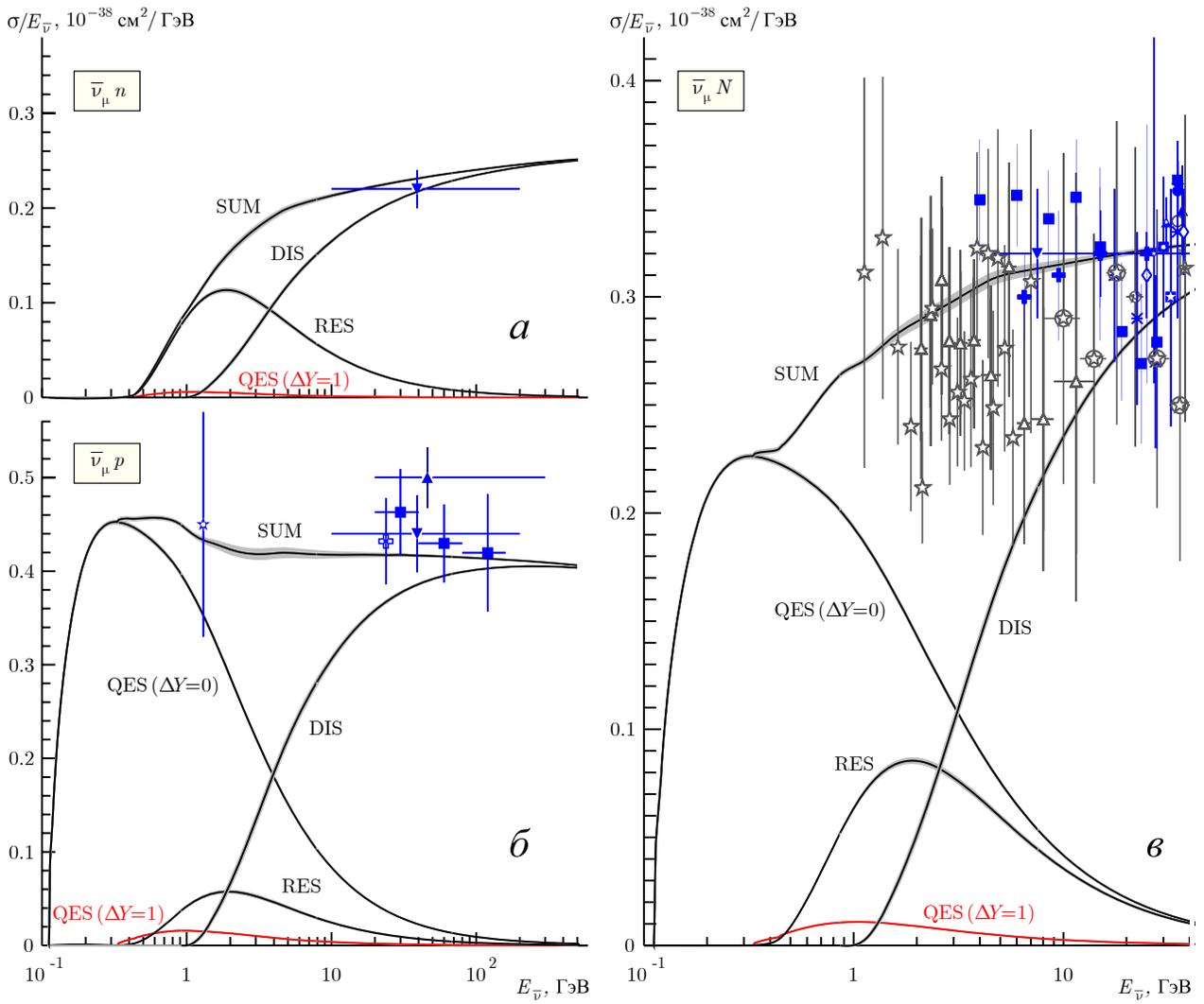


Рис. 4: Полные суммарные сечения, нормированные на энергию антинейтрино, реакций рассеяния  $\bar{\nu}_\mu$  на нейтроне (а), протоне (б) и изоскалярном нуклоне (в). Показаны экспериментальные данные BNL 1980 [21], HBF 1983 [33], FNAL 1984 [28], CCFRR 1984 [34], CCFR 1991 [35], CCFR 1997 [36], NuTeV 2005 [37], CERN GGM 1979 [38], CERN GGM 1981 [39], CERN BEBC 1979 [40], CERN BEBC 1982 [41], CERN BEBC 1984 [42], CERN BEBC 1984 [43], CERN BEBC 1986 [44], CDHS [45], CDHS 1987 [46], ИИЯП-ИТЭФ 1978 [47], ИИЯП-ИТЭФ 1979 [48], ИИЯП-ИИЯР 1996 [49]. Ядерные поправки включены в систематические ошибки данных. Некоторые точки пересчитаны из оригинальных данных по полным сечениям в предположении, что  $E_{\bar{\nu}}$  определяется серединой энергетического бина. Кривыми показаны расчетные сечения квазиупругих реакций (QES) с  $\Delta Y = 0$  и  $\Delta Y = 1$ , резонансного рождения одиночных пионов (RES) и глубоконеупругого рассеяния (DIS), а так же суммы всех четырех вкладов (SUM). Закрашенные полосы около кривых указывают неопределенность расчетных сечений, обусловленную статистическими ошибками извлечения параметров  $M_A^{\text{QES}}$ ,  $M_A^{\text{RES}}$ ,  $W_{\text{cut}}^{\text{RES}}$  и  $W_{\text{cut}}^{\text{DIS}}$  (см. текст). Расчет резонансного вклада сделан в модели Рейна-Сегала [30] с учетом поправок на массу мюона и псевдоскалярный вклад, согласно [11, 31, 32]. В расчете вклада DIS использована модель партонных распределений GRV 98 [50].

полным и дифференциальным сечениям и их отношениям. Квазиупругие вклады вычисляются с использованием моделей ВВВА(07) и GКex(05) для векторных форм-факторов. Для расчета сечений резонансного рождения одиночных пионов используется модель Рейна–Сегала [30], учитывающая интерферирующие вклады 18-ти барионных резонансов, с поправками на конечную массу лептона [11, 31] и псевдоскалярный вклад [32]. Вклад глубокоупругого рассеяния вычисляется в партонной модели с учетом пяти структурных функций  $F_i(x, Q^2)$  с полуэмпирическими поправочными факторами, позволяющими экстраполировать  $F_i(x, Q^2)$  в область низких  $Q^2$ .

В самом общем варианте анализа четыре параметра  $M_A^{\text{QES}}$ ,  $M_A^{\text{RES}}$ ,  $W_{\text{cut}}^{\text{RES}}$  и  $W_{\text{cut}}^{\text{DIS}}$  считаются независимыми. Одной из наиболее надежных проверок корректности анализа является приближенное равенство параметров обрезания  $W_{\text{cut}}^{\text{RES}}$  и  $W_{\text{cut}}^{\text{DIS}}$ , которое должно выполняться в пределах статистических ошибок извлечения этих параметров. Равенство действительно имеет место для всех тестируемых моделей партонных распределений, хотя сами значения  $W_{\text{cut}}^{\text{RES,DIS}}$  довольно сильно зависят от модели. Кроме того, извлекаемые значения аксиальных масс  $M_A^{\text{QES}}$  и  $M_A^{\text{RES}}$  хотя и зависят от модели партонных распределений, но изменяются лишь в пределах 1.4% и 0.6% соответственно. Оба эти факта можно рассматривать как хорошее подтверждение самосогласованности процедуры фитирования.

В качестве иллюстрации мы рассмотрим здесь лишь один пример данных – полные сечения рассеяния  $\bar{\nu}_\mu$  на нейтроне, протоне и изоскалярном нуклоне, отнесенные к энергии антинейтрино. На рис. 4 показаны расчетные вклады в  $\sigma/E_{\bar{\nu}}$  от квазиупругих реакций с  $\Delta Y = 0$  и  $\Delta Y = 1$ , резонансного рождения одиночных пионов и глубокоупругого рассеяния, а так же суммы этих вкладов в сравнении с имеющимися экспериментальными данными, взятыми из работ [21, 28, 33–49]. Измерения, выполненные на различных ядерных мишенях, пересчитаны к сечениям на свободных нуклонах. Вносимая этим пересчетом неопределенность включена в полные ошибки данных. В расчетах использован вариант фита, в котором равенство  $W_{\text{cut}}^{\text{RES}} = W_{\text{cut}}^{\text{DIS}}$  заложено в качестве дополнительного условия. Квазиупругие вклады вычислены с моделью ВВВА(07), а для партонных распределений использована модель GRV 98 [50]. В результате статистического анализа получены следующие значения фитируемых параметров<sup>1</sup>:

$$\begin{aligned} M_A^{\text{QES}} &= 1.029 \pm 0.009 \text{ ГэВ}, \\ M_A^{\text{RES}} &= 1.079 \pm 0.008 \text{ ГэВ}, \\ W_{\text{cut}}^{\text{RES}} &= W_{\text{cut}}^{\text{DIS}} = 1.431 \pm 0.013 \text{ ГэВ}. \end{aligned} \tag{7}$$

Величина  $M_A^{\text{QES}}$  находится в хорошем согласии с результатами фитирования квазиупругих данных, приведенными в табл. 1, подтверждая тем самым допустимость описания квазиупругих реакций всех типов с помощью универсального параметра  $M_A \approx 1$  ГэВ. Аналогично, значение  $M_A^{\text{RES}}$ , извлекаемое из глобального фита, согласуется в пределах ошибок с результатами фитирования данных по однопионному нейтринорождению (см. [6, 51]). Значения (7) использованы для расчета кривых на рис. 4. К сожалению, экспериментальные ошибки в данных и разброс результатов разных экспериментов, представленных на рисунке, слишком велики для каких-либо количественных выводов о небольшом вкладе интересующих нас реакций, который заметен лишь при энергиях  $E_{\bar{\nu}} \lesssim 10$  ГэВ.

<sup>1</sup>Отметим, что не все данные, показанные на рис. 4, участвуют в глобальном фите [31].

# Заклучение

В данной работе получены общие формулы для структурных функций и дифференциальных сечений квазиупругого рождения странных гиперонов при взаимодействиях антинейтрино с нуклонами. Совместный статистический анализ экспериментальных данных по полным и дифференциальным сечениям квазиупругих реакций рассеяния нейтрино и антинейтрино с  $\Delta Y = 0$  и 1 на мишенях различного ядерного состава приводит к следующим значениям аксиальной массы:

$$M_A = \begin{cases} 0.999 \pm 0.011 \text{ ГэВ} & \text{для модели BBVA(07),} \\ 0.991 \pm 0.011 \text{ ГэВ} & \text{для модели GKex(05),} \end{cases}$$

(ошибка статистическая) с  $\chi^2/\text{NDF} \approx 1.23$ . При учете зависимости  $M_A$  от выбора фитируемого набора данных консервативная оценка ошибки извлечения  $M_A$  составляет  $\pm 3.3\%$ . В пределах этой ошибки полученные значения  $M_A$  не противоречат результатам глобального фита всех ускорительных данных по эксклюзивным и инклюзивным реакциям взаимодействия нейтрино и антинейтрино с нуклонами и ядрами [5, 6] и хорошо согласуются с результатами независимого анализа данных по квазиупругим  $\nu_\mu\text{D}$ - и  $\bar{\nu}_\mu\text{H}$ -реакциям [3].

С другой стороны, полученные нами значения  $M_A$ , оказываются существенно ниже результатов измерений  $M_A$ , выполненных в экспериментах K2K SciFi [52] (кислородная мишень) и MiniBooNE [53] (углеродная мишень),

$$M_A = \begin{cases} 1.20 \pm 0.12 \text{ ГэВ} & [\text{K2K SciFi}], \\ 1.23 \pm 0.20 \text{ ГэВ} & [\text{MiniBooNE}]. \end{cases}$$

Разногласие не исчезает даже при учете максимально возможной систематической ошибки нашего анализа ( $\lesssim 5\%$ ), связанной с неопределенностями в оценке ядерных эффектов и чувствительности результата к выбору критериев отбора данных (см. детали в [4]).

В недавней публикации [54] величина  $M_A$  была найдена из анализа  $Q^2$ -распределений  $\nu_\mu\text{C}$ -взаимодействий в активном трековом калориметре SciBar, входящем в ближний детекторный комплекс K2K. Результат [54]

$$M_A = 1.144 \pm 0.077 \text{ (фит)} \begin{matrix} +0.078 \\ -0.072 \end{matrix} \text{ (сист.) ГэВ} \quad [\text{K2K SciBar}]$$

(с  $\chi^2/\text{NDF} = 17.2/9$ ,  $8/9$  и  $9.8/9$  для, соответственно, 1-трековых, 2-трековых квазиупругих и 2-трековых неупругих событий) согласуется с измерением SciFi и MiniBooNE. Хотя формально (т.е. в пределах указанных ошибок) он не противоречит и нашему результату, это не проясняет противоречивую ситуацию с «квазиупругой» аксиальной массой. Остается надеяться, что будущие специализированные эксперименты с большой статистикой, такие как MINER $\nu$ A [55], позволят измерить как аксиально-векторный форм-фактор нуклона, так и сечения реакций (1) с точностью, достаточной для планирования и обработки экспериментов в нейтринной физике и астрофизике.

Работа выполнена при финансовой поддержке РОСАТОМА и Российского фонда фундаментальных исследований, грант 07-02-00215-а.

## Список литературы

- [1] A. Rubbia, “ICANOE and OPERA experiments at the LNGS/CNGS,” Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **91** (2001) 223–229 [arXiv:hep-ex/0008071].
- [2] N. Cabibbo, E. C. Swallow, R. Winston, “Semileptonic hyperon decays,” Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **53** (2003) 39–75 [arXiv:hep-ph/0307298].
- [3] A. Bodek, S. Avvakumov, R. Bradford, H. Budd, “Duality constrained parameterization of vector and axial nucleon form factors,” Eur. Phys. J. C **53** (2008) 349–354 [arXiv:0708.1946 [hep-ex]]; A. Bodek, S. Avvakumov, R. Bradford, H. Budd, “Extraction of the axial nucleon form factor from neutrino experiments on deuterium,” J. Phys. Conf. Ser. **110** (2008) 082004 [arXiv:0709.3538 [hep-ex]].
- [4] K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin, V. A. Naumov, “Quasielastic axial-vector mass from experiments on neutrino–nucleus scattering,” Eur. Phys. J. C **54** (2008) 517–538 [arXiv:0712.4384 [hep-ph]].
- [5] K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin, V. A. Naumov, “Fine-tuning parameters to describe the total charged-current neutrino-nucleon cross section,” ЯФ **69** (2006) 1898–1912 [Phys. Atom. Nucl. **69** (2006) 1857–1871] [arXiv:hep-ph/0511308].
- [6] К. С. Кузьмин, «Рассеяние нейтрино на нуклонах и поляризация заряженных лептонов в квазиупругих реакциях», Дис. . . . канд. физ.-мат. наук, ОИЯИ (Дубна, 2008, принята к защите).
- [7] S. L. Mintz, M. A. Barnett, “Weak production of  $\Lambda$  particles near threshold in electron-proton scattering,” Phys. Rev. D **66** (2002) 117501; S. L. Mintz, M. A. Barnett, “The weak production of  $\Lambda$  particles in electron and muon scattering from protons from near threshold to the 5.0-GeV region,” AIP Conf. Proc. **672** (2003) 133–147; S. L. Mintz, “The weak production of  $\Lambda$  particles in muon and tau scattering from protons,” AIP Conf. Proc. **698** (2004) 411–416; S. L. Mintz, “The weak production of  $\Lambda$  particles in electron proton scattering and the contributions of the interference terms,” J. Phys. G **30** (2004) 565–571; S. L. Mintz, M. A. Barnett, “The weak production of  $\Lambda$  particles in muon and tau scattering from protons,” Nucl. Phys. A **741** (2004) 149–160; S. L. Mintz, “The strangeness changing antineutrino reaction,” Int. J. Mod. Phys. A **20** (2005) 1212–1220; S. L. Mintz, “The weak production of  $\Lambda$  hyperons from lepton proton scattering,” Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **142** (2005) 68–73; S. L. Mintz, L. Wen, “The weak production of  $\Lambda$  particles in antineutrino-proton scattering and the contributions of the form factors,” Nucl. Phys. A **766** (2006) 219–229; S. L. Mintz, L. L. Wen, “The production of  $\Lambda$  and  $\Sigma^0$  hyperons in antineutrino-proton collisions,” AIP Conf. Proc. **842** (2006) 868; S. L. Mintz, L. Wen, “New results for the production of  $\Lambda$  and  $\Sigma^0$  hyperons in antineutrino scattering from protons,” Eur. Phys. J. A **33** (2007) 299–301.
- [8] S. K. Singh, M. J. Vicente Vacas, “Weak quasielastic production of hyperons,” Phys. Rev. D **74** (2006) 053009 [arXiv:hep-ph/0606235].
- [9] J. A. Nowak, “Wrocław neutrino event generator,” Phys. Scripta **T 127** (2006) 70–72 [arXiv:hep-ph/0607081]; J. A. Nowak, “Konstruowanie generatora oddziaływań neutrin,” Ph.D. Thesis, Wrocław, 2006.

- [10] K. Hagiwara, K. Mawatari, H. Yokoya, “Tau polarization in tau-neutrino nucleon scattering,” Nucl. Phys. B **668** (2003) 364–384; erratum – *ibid.* B **701** (2004) 405–406 [arXiv:hep-ph/0305324].
- [11] K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin, V. A. Naumov, “Lepton polarization in neutrino nucleon interactions,” Phys. Part. Nucl. **35** (2004) S133–S138; K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin, V. A. Naumov, Mod. Phys. Lett. A **19** (2004) 2815–2829 [arXiv:hep-ph/0312107].
- [12] C. H. Llewellyn Smith, “Neutrino reactions at accelerator energies,” Phys. Rept. **3 C** (1972) 261–379.
- [13] D. H. Wilkinson, “Limits to second-class nucleonic and mesonic currents,” Eur. Phys. J. A **7** (2000) 307–315; D. H. Wilkinson, “Limits to second-class nucleonic currents,” Nucl. Instrum. Meth. A **456** (2000) 655–659; “Second-class currents and  $\Delta s$  in  $\nu(\bar{\nu})p$  elastic scattering,” D. H. Wilkinson, *ibid.* A **469** (2001) 286–291; S. Gardner, C. Zhang, “Sharpening low-energy, standard-model tests via correlation coefficients in neutron  $\beta$  decay,” Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5666–5669 [arXiv:hep-ph/0012098]; K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin, V. A. Naumov, “Polarization of tau leptons produced in quasielastic neutrino nucleon scattering,” Mod. Phys. Lett. A **19** (2004) 2919–2928 [arXiv:hep-ph/0403110]; K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin, V. A. Naumov, “Tau lepton polarization in quasielastic neutrino nucleon scattering,” Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **139** (2005) 154–157 [arXiv:hep-ph/0408107].
- [14] F. Schlumpf, “ $\beta$  decay of hyperons in a relativistic quark model,” Phys. Rev. D **51** (1995) 2262–2270 [arXiv:hep-ph/9409272]; R. Flores-Mendieta, E. E. Jenkins, A. V. Manohar, “SU(3) symmetry breaking in hyperon semileptonic decays,” Phys. Rev. D **58** (1998) 094028 [arXiv:hep-ph/9805416].
- [15] E. L. Lomon, “Effect of revised  $R_n$  measurements on extended Gari-Krüempelmann model fits to nucleon electromagnetic form factors,” arXiv:nucl-th/0609020.
- [16] M. F. Gari, W. Krüempelmann, “The electric neutron form-factor and the strange quark content of the nucleon,” Phys. Lett. B **274** (1992) 159–162; erratum – *ibid.* **282** (1992) 483 (E).
- [17] Y. Nambu, “Axial vector current conservation in weak interactions,” Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 380–382.
- [18] G. H. Kim, D. P. Min, G. H. Choi, B. T. Kim, “Hyperon form-factors in the Skyrme model,” J. Korean Phys. Soc. **26** (1993) 235–242.
- [19] R. A. Smith, E. J. Moniz, “Neutrino reactions on nuclear targets,” Nucl. Phys. B **43** (1972) 605–622; erratum – *ibid.* **101** (1975) 547.
- [20] F. James, “MINUIT, Reference Manual, Version 94.1,” CERN Program Library Long Writeup D506 (European Organization for Nuclear Research, Geneva, 1994); F. James, M. Roos, “MINUIT: A system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations,” Comput. Phys. Commun. **10** (1975) 343–367.
- [21] G. Fanourakis *et al.*, “Study of low-energy antineutrino interactions on protons,” Phys. Rev. D **21** (1980) 562–568.

- [22] В. В. Аммосов *и др.*, «Квазиупругое рождение  $\Lambda$ -гиперона в антинейтринных взаимодействиях при высокой энергии», Письма в ЖЭТФ **43** (1986) 554–566 [JETP Lett. **43** (1986) 716–719].
- [23] V. V. Ammosov *et al.* (ИИЭП-ИТЭР-МРЕИ Collab.), “Neutral strange particle exclusive production in charged current high-energy antineutrino interactions,” Z. Phys. C **36** (1987) 377–381.
- [24] O. Erriquez *et al.*, “Production of strange particles in antineutrino interactions at the CERN PS,” Nucl. Phys. B **140** (1978) 123–140.
- [25] T. Eichten *et al.*, “Observation of “elastic” hyperon production by antineutrinos,” Phys. Lett. **40** B (1972) 593–596.
- [26] O. Erriquez *et al.*, “Strange particle production by antineutrinos,” Phys. Lett. **70** B (1977) 383–386.
- [27] J. Brunner *et al.* (SKAT Collab.), “Quasielastic nucleon and hyperon production by neutrinos and antineutrinos with energies below 30 GeV,” Z. Phys. C **45** (1990) 551–555.
- [28] А. Е. Асратян *и др.*, «Квазиупругие антинейтринные взаимодействия в неоне и полные сечения в области энергий 10–50 ГэВ», ЯФ **39** (1984) 619–625 [Sov. J. Nucl. Phys. **39** (1984) 392–395].
- [29] A. E. Asratyan *et al.*, “Total antineutrino–nucleon charged current cross section in the energy range 10–50 GeV,” Phys. Lett. **137** B (1984) 122–124.
- [30] D. Rein, L. M. Sehgal, “Neutrino excitation of baryon resonances and single pion production,” Annals Phys. **133** (1981) 79–153.
- [31] K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin, V. A. Naumov, “Extended Rein-Sehgal model for tau lepton production,” Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **139** (2005) 158–161 [arXiv:hep-ph/0408106].
- [32] C. Berger, L. M. Sehgal, “Lepton mass effects in single pion production by neutrinos,” Phys. Rev. D **76** (2007) 113004; erratum – *ibid.* D **77** (2008) 059901(E) [arXiv:0709.4378 [hep-ph]].
- [33] G. N. Taylor *et al.*, “ $\bar{\nu}_\mu$ –nucleon charged current total cross section for 5–250 GeV,” Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 739–742; G. N. Taylor *et al.*, in *Proc. of the 12th International Neutrino Conference (“Neutrino ’82”), Balatonfüred, Hungary, June 14–19, 1982*, edited by A. Frenkel and L. Jenik (Central Research Institute of Physics, Budapest, 1982), Supplement Vol. **2**, pp. 81–85.
- [34] D. MacFarlane *et al.*, “Nucleon structure functions from high energy neutrino interactions with iron and QCD results,” Z. Phys. C **26** (1984) 1–12.
- [35] S. R. Mishra *et al.*, “Nucleon structure functions,  $F_2(x, Q^2)$  and  $xF_3(x, Q^2)$ , from  $\nu$ -Fe scattering at the Fermilab TEVATRON,” in *Proc. of the 19th SLAC Summer Institute on Particle Physics, “Lepton–Hadron Scattering,” Stanford, California, August 5–16, 1991*, edited by J. F. Hawthorne (SLAC Technical Report SLAC-R-398, 1992), pp. 407–425.

- [36] W. G. Seligman, “A next-to-leading-order QCD analysis of neutrino–iron structure functions at the TEVATRON,” Ph. D. Thesis, Nevis Report No. 292; FERMILAB-THESIS-1997-21, 1997.
- [37] M. M. Tzanov *et al.*, “Precise measurement of neutrino and antineutrino differential cross sections,” Phys. Rev. D **74** (2006) 012008 [arXiv:hep-ex/0509010]; M. M. Tzanov, “Precise measurement of neutrino and anti-neutrino differential cross sections on iron,” Ph. D. Thesis, FERMILAB-THESIS-2005-92, 2005; UMI-32-06840, 2005.
- [38] O. Erriquez *et al.*, “Antineutrino–nucleon total cross section and ratio of antineutrino cross section on neutrons and protons,” Phys. Lett. B **80** (1979) 309–313.
- [39] J. G. Morfin *et al.* (Gargamelle SPS Collab.), “Total cross sections and nucleon structure functions in the Gargamelle SPS neutrino/antineutrino experiment,” Phys. Lett. B **104** (1981) 235–238.
- [40] D. C. Colley *et al.*, “Cross sections for charged current neutrino and antineutrino interactions in the energy range 10 to 50 GeV,” Z. Phys. C **2** (1979) 187–190.
- [41] P. Bosetti *et al.* (Aachen-Bonn-CERN-Democritos-London-Oxford-Saclay Collab.), “Total cross sections for  $\nu_\mu$  and  $\bar{\nu}_\mu$  charged current interactions between 20 and 200 GeV,” Phys. Lett. B **110** (1982) 167–172.
- [42] D. Allasia *et al.* (Amsterdam-Bergen-Bologna-Padova-Pisa-Saclay-Torino Collab.), “Measurement of the  $\nu_\mu$  and  $\bar{\nu}_\mu$  nucleon charged current total cross sections and the ratio of  $\nu_\mu$  neutron to  $\nu_\mu$  proton charged current total cross sections,” Nucl. Phys. B **239** (1984) 301–310.
- [43] M. A. Parker *et al.* (BEBC TST Neutrino Collab.), “A comparison of charged current cross sections and structure functions for neutrino and antineutrino beams on hydrogen and neon,” Nucl. Phys. B **232** (1984) 1–20.
- [44] M. Aderholz *et al.* (BEBC WA21 and WA25 Collab.), “Measurement of total cross sections for neutrino and antineutrino charged current interactions in hydrogen and neon,” Phys. Lett. B **173** (1986) 211–216.
- [45] H. Abramowicz *et al.* (CDHS Collab.), “Measurement of neutrino and antineutrino structure functions in hydrogen and iron,” Z. Phys. C **25** (1984) 29–43.
- [46] P. Berge *et al.*, “Total neutrino and antineutrino charged current cross section measurements in 100, 160 and 200 GeV narrow band beams,” Z. Phys. C **35** (1987) 443–452; H. Wachsmuth, in *Proc. of the 12th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (“Neutrino’86”), June 3–8, 1986, Sendai, Japan*, edited by T. Kitagaki and H. Yuta (Singapore, World Scientific, 1987), pp. 330–340.
- [47] A. E. Asratyan *et al.*, “Charged current neutrino interactions below 30 GeV,” Phys. Lett. B **76** (1978) 239–242; A. E. Асратян *и др.*, «Полные сечения взаимодействия нейтрино и антинейтрино в области энергий 3–30 ГэВ», ЯФ **28** (1978) 424–428 [Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 214–216]; V. D. Khovansky *et al.*, in *Proc. of the International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (“Neutrino’77”), June 18–24, 1977, Elbrus, USSR*, edited by M. A. Markov *et al.* (Moscow, USSR, “Nauka”, 1978).

- [48] A. С. Вовенко *и др.*, «Энергетическая зависимость полных сечений взаимодействий нейтрино и антинейтрино при энергиях ниже 35 ГэВ», ЯФ **30** (1979) 1014–1017 [Sov. J. Nucl. Phys. **30** (1979) 527–529]; A. S. Vovenko *et al.*, in *Proc. on the International Conference On Neutrinos, Weak Interactions and Cosmology (“Neutrino’79”) June 18–22, 1979, Bergen, Norway*, edited by A. Haatuft and C. Jarlskog (Bergen, Norway, Bergen University), pp. 306–313.
- [49] V. B. Anikeev *et al.*, “Total cross section measurements for  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  charged current interactions in 3–30 GeV energy range with IHEP–JINR neutrino detector” Z. Phys. C **70** (1996) 39–46; A. S. Vovenko, “Total cross section measurements for  $\nu_\mu$  and  $\bar{\nu}_\mu$  interactions in 3–30 GeV energy range with IHEP–JINR detector and future plans,” Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **112** (2002) 116–123.
- [50] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, “Dynamical parton distributions revisited,” Eur. Phys. J. C **5** (1998) 461–470 [arXiv:hep-ph/9806404].
- [51] K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin, V. A. Naumov, “Axial masses in quasielastic neutrino scattering and single-pion neutrino production on nucleons and nuclei,” Acta Phys. Polon. B **37** (2006) 2337–2348 [arXiv:hep-ph/0606184].
- [52] R. Gran *et al.* (K2K Collab.), “Measurement of the quasi-elastic axial vector mass in neutrino oxygen interactions,” Phys. Rev. D **74** (2006) 052002 [arXiv:hep-ex/0603034].
- [53] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE Collab.), “Measurement of muon neutrino quasi-elastic scattering on carbon,” Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 032301 [arXiv:0706.0926 [hep-ex]]; T. Katori (for the MiniBooNE Collab.), “Charged-current interaction measurements in MiniBooNE,” AIP Conf. Proc. **967** (2007) 123–129 [arXiv:0709.4498 [hep-ex]].
- [54] X. Espinal, F. Sánchez, “Measurement of the axial vector mass in neutrino-Carbon interactions at K2K,” AIP Conf. Proc. **967** (2007) 117–122.
- [55] D. Drakoulakos *et al.* (MINER $\nu$ A Collab.), “Proposal to perform a high-statistics neutrino scattering experiment using a fine-grained detector in the NuMI beam,” FERMILAB-PROPOSAL-0938, February 2004 [arXiv:hep-ex/0405002].