

ГЛУБОКОНЕУПРУГИЕ НЕЙТРИННЫЕ ПРОЦЕССЫ

С. М. Биленький

Объединенный институт ядерных
исследований, Дубна

Обсуждаются глубоконеупругие нейтринные процессы. Подробно рассмотрены $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu (\bar{\mu}) +$ адроны (феноменология, партонная модель, экспериментальные данные).

Излагаются единые теории слабого и электромагнитного взаимодействия и рассмотрены процессы $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) +$ адроны. Обсуждаются также димюонные события и векторно-подобные теории слабого взаимодействия.

Deep inelastic neutrino processes are considered. In particular, the reactions $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu (\bar{\mu}) +$ hadrons are studied in details (phenomenology, parton model and experimental data). Also we discuss gauge theories of weak and electromagnetic interactions and consider the processes $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) +$ hadrons. The dimuon events and vector-like theories of weak interaction are also discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение инклюзивных нейтринных процессов играет исключительно важную роль в физике элементарных частиц. Вначале рассмотрим процессы

$$\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu (\bar{\mu}) + \text{адроны.}$$

Будут получены и подробно обсуждены общие выражения для сечений этих процессов (разд. 1), затем в разд. 2 вычислены сечения процессов в партонном приближении. В разд. 3 сравниваются предсказания партонной модели с экспериментальными данными.

В 1973 г. были открыты новые нейтринные процессы (нейтральные токи)

$$\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + \text{адроны.}$$

В разд. 4 излагаются единые теории слабого и электромагнитного взаимодействия и рассматриваются эти процессы.

Наконец, в разд. 5 обсуждаются недавно открытые димьюнные процессы

$$\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu \bar{\mu} \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + \text{адроны.}$$

1. ПРОЦЕССЫ $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu (\bar{\mu}) + X$ (ФЕНОМЕНОЛОГИЯ);

В этом разделе рассмотрены глубоконеупругие процессы

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu + \text{адроны,} \quad (1)$$

$$\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \bar{\mu} + \text{адроны,} \quad (2)$$

изучение которых на опыте позволяет получить важную информацию о заряженном адронном слабом токе и о структуре нуклона. Найдем вначале общие выражения для сечений процессов (1) и (2). Затем изложим партонную модель и получим сечения процессов (1) и (2) в партонном приближении. В разд. 3 обсудим экспериментальные данные.

В матричные элементы процессов (1) и (2) дает вклад только та часть лагранжиана слабого взаимодействия, которая описывает взаимодействие заряженного слабого тока с полем заряженных промежуточных бозонов [1—10]:

$$\mathcal{L} = g_0 j_\mu W_\alpha + h. c. \quad (3)$$

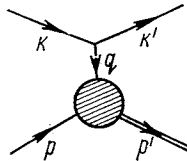
Здесь

$$j_\alpha = i(\bar{\nu}_\mu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \mu) + i(\bar{\nu}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) e) + j_\alpha^h, \quad (4)$$

где j_α^h — заряженный адронный ток. Константа g_0 связана с константой Ферми G ($G = 10^{-5}/M^2$, M — масса нуклона) соотношением

$$g_0^2 = GM_W^2/\sqrt{2} \quad (5)$$

(M_W — масса заряженного промежуточного бозона). Диаграмма процесса (1) имеет следующий вид:



Матричный элемент процесса (1) равен *

$$\begin{aligned} \langle f | S | i \rangle = & -\frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{(2\pi)^3} \left(\frac{m_\mu}{k'_0} \right)^{1/2} \bar{u}(k') \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(k) \times \\ & \times \frac{1}{(1 + q^2/M_W^2)} \langle p' | J_\alpha^h | p \rangle (2\pi)^4 \delta(p' - p - q). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь k и k' — 4-импульсы нейтрино и мюона (m_μ — масса мюона); p — импульс начального нуклона; p' — суммарный 4-импульс конечных адронов; $q = k - k'$; J_α^h — заряженный адронный слабый ток в представлении Гейзенберга.

Матричный элемент процесса (2) дается выражением

$$\begin{aligned} \langle f | S | i \rangle = & \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{(2\pi)^3} \left(\frac{m_\mu}{k'_0} \right)^{1/2} \bar{u}_c(k') \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) u_c(k) \times \\ & \times \frac{1}{(1 + q^2/M_W^2)} \langle p' | \bar{J}_\alpha^h | p \rangle (2\pi)^4 \delta(p' - p - q), \end{aligned} \quad (7)$$

где $u_c(k)$ [$u_c(k')$] — спинор, описывающий антинейтрино с импульсом k ($\bar{\mu}$ — мезон с импульсом k'), а $\bar{J}_\alpha^h = (J_\alpha^h)^\dagger + \delta_\alpha$ ($\delta_i = 1$, $\delta_4 = -1$).

Из (6) и (7) для дифференциальных сечений процессов (1) и (2) получаем

$$\begin{aligned} d\sigma^{\mu, \bar{\mu}} = & \frac{G^2}{(2\pi)^2} \frac{1}{|pk|} \left(\frac{1}{1 + q^2/M_W^2} \right)^2 (k_\alpha k'_\beta - \delta_{\alpha\beta} k k') + k'_\alpha k_\beta \pm \\ & \pm e_{\alpha\beta\rho\sigma} k_\rho k'_\sigma W_{\alpha\beta}^{\mu, \bar{\mu}} \frac{d\mathbf{k}'}{k'_0}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} \Sigma \int \langle p' | J_\alpha^h | p \rangle \langle p | \bar{J}_\beta^h | p' \rangle \delta(p' - p - q) d\Gamma = \\ = \frac{1}{(2\pi)^6} \frac{M}{p_0} W_{\alpha\beta}^\mu(p, q); \\ \Sigma \int \langle p' | \bar{J}_\alpha^h | p \rangle \langle p | J_\beta^h | p' \rangle \delta(p' - p - q) d\Gamma = \\ = \frac{1}{(2\pi)^6} \frac{M}{p_0} W_{\alpha\beta}^{\bar{\mu}}(p, q) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

($d\Gamma$ — произведение дифференциалов импульсов конечных адронов). Величина $W_{\alpha\beta}^\mu$ ($W_{\alpha\beta}^{\bar{\mu}}$) (сумма тензора и псевдотензора) имеет

* Здесь используется метрика Паули. Если A и B — 4-векторы, то $AB = A_\alpha B_\alpha = \mathbf{AB} - A_0 B_0$ ($A = (\mathbf{A}, iA_0)$). Уравнение Дирака имеет в этой метрике вид $\hat{p}u(p) = imu(p)$, $\bar{u}(p)\hat{p} = im\bar{u}(p)$ ($\hat{p} = \gamma p$, $\gamma_\alpha \gamma_\beta + \gamma_\beta \gamma_\alpha = 2\delta_{\alpha\beta}$, $\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4$). Спинор $u(p)$ нормирован условием $u(p)u(p) = 1$.

следующий общий вид:

$$\begin{aligned}
 W_{\alpha\beta}^{\mu, \bar{\mu}}(p, q) = & \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{q_\alpha q_\beta}{q^2} \right) W_1^{\mu, \bar{\mu}} + \\
 & + \frac{1}{M^2} \left(p_\alpha - \frac{pq}{q^2} q_\alpha \right) \left(p_\beta - \frac{pq}{q^2} q_\beta \right) W_2^{\mu, \bar{\mu}} + \\
 & + \frac{1}{2M^2} e_{\alpha\beta\rho\sigma} q_\rho p_\sigma W_3^{\mu, \bar{\mu}} + \frac{1}{M^2} q_\alpha q_\beta W_4^{\mu, \bar{\mu}} + \\
 & + \frac{1}{M^2} (p_\alpha q_\beta + q_\alpha p_\beta) W_5^{\mu, \bar{\mu}} + \frac{i}{M^2} (p_\alpha q_\beta - q_\alpha p_\beta) W_6^{\mu, \bar{\mu}}, \quad (10)
 \end{aligned}$$

где $W_i^{\mu, \bar{\mu}}$ — вещественные функции скаляров pq и q^2 . Отметим, что эти функции имеют размерность $[M]^{-1}$. Сечения процессов (1) и (2) зависят от трех переменных: q^2 , pq и pk . Так как $-(p+q)^2 \geq M^2$, то

$$q^2 \leq -2pq \quad (11)$$

(знак равенства имеет место в случае упругого процесса). Нетрудно видеть, что $N_\alpha = i e_{\alpha\beta\rho\sigma} k_\beta q_\rho p_\sigma$ — пространственно-подобный вектор. Из условия $N^2 \geq 0$ получаем

$$pq/pk + M^2 q^2/4 (pk)^2 - 1 \leq 0. \quad (12)$$

В качестве независимых переменных обычно выбирают безразмерные переменные

$$x = -q^2/2pq, \quad y = pq/pk \quad (13)$$

и $E = -pk/M$ — энергию нейтрино в л. с. Из (11) и (12) следует, что

$$0 \leq x \leq 1, \quad 0 \leq y \leq 1 / \left(1 + \frac{Mx}{2E} \right). \quad (14)$$

Определим также

$$\nu = -pq/M. \quad (15)$$

Очевидно, что ν — энергия в л. с., передаваемая нуклону.

Получим теперь общее выражение для сечений процессов (1), (2). Нетрудно видеть, что функции W_4 и W_5 в выражении для сечения умножаются на m_μ^2 , а функция W_6 вклада в сечение не дает. Опуская пропорциональные m_μ^2 члены (нас интересует область значений E , ν и $\sqrt{q^2} \gg G\varepsilon$), из (8) и (10) получаем следующие выражения для сечений процессов (1) и (2)*:

$$\begin{aligned}
 d\sigma^{\mu, \bar{\mu}}/dx dy = & \sigma_0 [xy^2 F_1^{\mu, \bar{\mu}} + (1-y-Mxy/2E) F_2^{\mu, \bar{\mu}} \mp \\
 & \mp xy(1-y/2) F_3^{\mu, \bar{\mu}}]. \quad (16)
 \end{aligned}$$

Здесь

$$MW_1^{\mu, \bar{\mu}} = F_1^{\mu, \bar{\mu}}; \quad \nu W_2^{\mu, \bar{\mu}} = F_2^{\mu, \bar{\mu}}; \quad \nu W_3^{\mu, \bar{\mu}} = F_3^{\mu, \bar{\mu}}, \quad (17)$$

* Мы опустили связанный с промежуточным бозоном множитель $1/(1+q^2/MW)^2$. Из имеющихся в настоящее время данных $M_W \geq 14 G\varepsilon$.

а

$$\sigma_0 = G^2 M E / \pi \approx 1,5 \cdot 10^{-38} E \text{ см}^2 / \text{Гэв}.$$

Безразмерные функции F_i называют структурными. В общем случае эти функции зависят от q^2 и ν или от x и q^2 . Как увидим ниже, имеющиеся экспериментальные данные в широкой области значений кинематических переменных согласуются с предположением о том, что структурные функции зависят только от переменной x (скейлинг Бьеркена [11]).

Кроме функций $F_i^{\mu, \bar{\mu}}$ вводят также

$$\left. \begin{aligned} K^{\bar{\mu}, \mu} &= F_2^{\mu, \bar{\mu}} - 2xF_1^{\mu, \bar{\mu}}; \\ q^{\mu, \bar{\mu}} &= (2xF_1^{\mu, \bar{\mu}} - xF_3^{\mu, \bar{\mu}})/2; \\ \bar{q}^{\mu, \bar{\mu}} &= (2xF_1^{\mu, \bar{\mu}} + xF_3^{\mu, \bar{\mu}})/2. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Для сечений процессов (1) и (2) из (16) и (18) получаем

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma^\mu}{dx dy} &= \sigma_0 [q^\mu + (1-y)^2 \bar{q}^\mu + (1-y) K^\mu]; \\ \frac{d\sigma^{\bar{\mu}}}{dx dy} &= \sigma_0 [(1-y)^2 q^{\bar{\mu}} + \bar{q}^{\bar{\mu}} + (1-y) K^{\bar{\mu}}]. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

В следующем разделе увидим, что в партонной модели функция K обращается в нуль, а функции q и \bar{q} имеют весьма простую интерпретацию.

До сих пор не делалось никаких предположений об изотопической структуре заряженного адронного тока. Посмотрим теперь, какие соотношения между структурными функциями процессов (1) и (2) возникают в случае, если ток имеет структуру Кабиббо [12]:

$$J_\alpha^h = J_\alpha^{1+i2} \cos \theta + J_\alpha^{4+i5} \sin \theta. \quad (20)$$

Здесь θ — угол Кабиббо; $J_\alpha^1, J_\alpha^{2i}, \dots$ — компоненты унитарного октета; $J_\alpha^{1+i2} = J_\alpha^1 + iJ_\alpha^2$.

Второй член выражения (20) дает вклад в матричные элементы таких процессов, в которых меняется суммарная странность адронов. Сечения этих процессов пропорциональны $\sin^2 \theta$. Так как $\sin^2 \theta \approx 0,04$, то вкладом процессов образования адронов с равной единице суммарной странностью в сечения инклюзивных процессов (1) и (2) можно пренебречь. В этом приближении

$$J_\alpha^h \approx J_\alpha^{1+i2}, \quad (21)$$

где J_α^{1+i2} — плюс-компонента изовектора. Имеем также

$$\bar{J}_\alpha^h \approx J_\alpha^{1-i2}. \quad (22)$$

Очевидно, что

$$J_{\alpha}^{1+i2} = -U^{-1} J_{\alpha}^{1-i2} U, \quad (23)$$

где $U = \exp(i\pi T_2)$ — оператор зарядовой симметрии (T_2 — вторая компонента оператора изотопического спина). Из (21) находим

$$\left. \begin{aligned} \langle p' | J_{\alpha}^h | p \rangle_p &= \langle p' | U^{-1} \bar{J}_{\alpha}^h | p \rangle_n; \\ \langle p' | J_{\alpha}^h | p \rangle_n &= -\langle p' | U^{-1} \bar{J}_{\alpha}^h | p \rangle_p. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Здесь $|p\rangle_p$ ($|p\rangle_n$) — вектор состояния, описывающий протон (нейтрон) с импульсом p . Для величин $W_{\alpha\beta}^{\mu, \bar{\mu}}$, определенных выражениями (9), с помощью (24) получаем следующие соотношения:

$$(W_{\alpha\beta}^{\mu})_p = (W_{\alpha\beta}^{\bar{\mu}})_n, \quad (W_{\alpha\beta}^{\bar{\mu}})_n = (W_{\alpha\beta}^{\mu})_p. \quad (25)$$

Отсюда находим

$$(F_i^{\mu})_p = (F_i^{\bar{\mu}})_n, \quad (F_i^{\bar{\mu}})_n = (F_i^{\mu})_p. \quad (26)$$

Итак, если ток имеет вид (21), то структурные функции процессов (1) и (2) связаны соотношениями зарядовой симметрии (26).

В большинстве выполненных до сих пор экспериментов измерялись сечения рождения мюонов на ядрах с приблизительно равным числом протонов и нейтронов. Из этих данных можно получить усредненные по p и n сечения процессов (1) и (2). Используя (26), получаем

$$\frac{1}{2} [(F_i^{\mu})_p + (F_i^{\bar{\mu}})_n] = \frac{1}{2} [(F_i^{\bar{\mu}})_n + (F_i^{\mu})_p] = F_i. \quad (27)$$

Таким образом, если заряженный ток дается выражением (21), то усредненные по p и n сечения процессов (1) и (2) характеризуются одними и теми же структурными функциями и имеют вид

$$\frac{d\sigma^{\mu, \bar{\mu}}}{dx dy} = \sigma_0 \left[xy^2 F_1 + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) F_2 \mp xy \left(1 - \frac{y}{2}\right) F_3 \right]. \quad (28)$$

В заключение покажем, что структурные функции F_i удовлетворяют неравенствам

$$F_1 \geq \frac{1}{2} \left(1 + \frac{q^2}{v^2}\right) |F_3|; \quad (29a)$$

$$\left(1 + \frac{q^2}{v^2}\right) F_2 \geq 2xF_1. \quad (29b)$$

Рассмотрим матричный элемент

$$\langle p' | J_{\alpha}^h | p \rangle e_{\alpha},$$

где e_{α} — вектор поляризации частицы со спином единица. Суммируя квадрат модуля (26) по всем возможным состояниям конеч-

ных адронов, получаем

$$W_{\alpha\beta} e_{\alpha} \bar{e}_{\beta} \geq 0 \quad (\bar{e}_{\beta} = e_{\beta}^* \delta_{\beta}). \quad (30)$$

Полагая в этом неравенстве вектор поляризации равным

$$e^R = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^1 + ie^2) \text{ и } e^L = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^1 - ie^2),$$

где

$$e^i p = 0; \quad e^i q = 0; \quad e^i e^k = \delta_{ik} \quad (i, k = 1, 2)$$

(векторы e^R и e^L описывают, соответственно, правую и левую поляризацию), получаем неравенство (29а). Вектор, описывающий скалярную поляризацию, в л. с. имеет следующий вид:

$$e^S = (1/\sqrt{q^2}) \left(q_0 \frac{\mathbf{q}}{|\mathbf{q}|}, \quad i|\mathbf{q}| \right).$$

Имеем

$$e^S e^S = -1; \quad e^S q = 0; \quad e^S p = -M (v/\sqrt{q^2}) (1 + q^2/v^2)^{1/2}.$$

Подставляя в неравенство (30) вектор e^S , получаем неравенство (29б). В бьеркеновском пределе ($v \rightarrow \infty$, x фиксировано) $\frac{q^2}{v^2} \rightarrow 0$, и из (29) имеем

$$F_1 \geq \frac{1}{2} |F_3|, \quad F_2 \geq 2xF_1. \quad (31)$$

2. ПРОЦЕССЫ $\nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) + N \rightarrow \mu (\bar{\mu}) + X$ (ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ)

В этом разделе кратко обсудим партонную модель Фейнмана [13, 14] и получим в партонном приближении сечения процессов

$$\nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) + N \rightarrow \mu (\bar{\mu}) + \text{адроны}.$$

Начнем с кинематики. Передаваемый лептонной парой нуклону импульс q — пространственно-подобный вектор ($q^2 > 0$). Взаимодействие пары с нуклоном рассмотрим в системе, которая движется в л. с. в направлении вектора \mathbf{q} и в которой $q_0 = 0$. Очевидно, что в этой системе векторы \mathbf{p} и \mathbf{q} направлены в противоположную сторону. Имеем

$$-pq = |\mathbf{p}| |\mathbf{q}|; \quad q^2 = \mathbf{q}^2. \quad (32)$$

Отсюда следует, что

$$x = -q^2/2pq = |\mathbf{q}|/2|\mathbf{p}| \quad (33)$$

и

$$\mathbf{q} = -2x\mathbf{p}. \quad (34)$$

Далее, из (32) получаем

$$\mathbf{p}^2/M^2 = (pq)^2/M^2q^2 = v^2/q^2. \quad (35)$$

Таким образом, при $v^2/q^2 \gg 1$ (область глубоконеупругого рассеяния) импульс нуклона в системе $q_0 = 0$ велик по сравнению с его массой.

Партонная модель Фейнмана основывается на предположении, что нуклон состоит из точечных частиц — партонов — и что в случае, когда импульс нуклона велик по сравнению с его массой, составляющие нуклон партонны могут считаться свободными частицами с импульсами, направленными по импульсу нуклона. Предполагается также, что партон, поглощая импульс q (промежуточный бозон), превращается в другой партон и что массы партонов относительно невелики (меньше массы нуклона [13]).
Имеем

$$\mathbf{p}_i + \mathbf{q} = \mathbf{p}_f; \quad p_{i0} = p_{f0} \quad (36)$$

(p_i и p_f — импульсы начального и конечного партонов).

Пренебрегая массами партонов, из (36) находим

$$\mathbf{p}_f = -\mathbf{p}_i. \quad (37)$$

Наконец, используя (34), (36) и (37), получаем

$$\mathbf{p}_i = x\mathbf{p}. \quad (38)$$

Таким образом, пара нейтрино — мюон (промежуточный бозон) взаимодействует только с таким партоном, импульс которого составляет x -ю часть импульса протона. Из (38), пренебрегая массами партона и протона, получаем

$$p_i = xp. \quad (39)$$

Теперь вычислим сечения процессов (1) и (2). В дальнейшем увидим, что имеющиеся экспериментальные данные согласуются с предположением о том, что партонны — это кварки с дробными зарядами (кварки Гелл-Мана — Цвейга). Заряженный адронный ток в модели с тремя кварками имеет вид

$$j_\alpha^h = i\bar{u}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)d'. \quad (40)$$

Здесь

$$d' = d \cos \theta + s \sin \theta, \quad (41)$$

u и d — операторы полей кварков с равной нулю странностью и проекциями изоспина равными $1/2$ и $-1/2$ соответственно, а s — оператор поля странных кварков. Имеем также

$$\bar{j}_\alpha^h = i(\bar{d}'\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)u). \quad (42)$$

Из (40) и (42) очевидно, что в случае, когда лептонная пара взаимодействует с партоном, матричный элемент адронного тока пропорционален

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \left(\frac{m_i m_f}{p_{i0} p_{f0}} \right)^{1/2} \bar{u}(p_f) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(p_i), \quad (43)$$

где $u(p_i)$ и $u(p_f)$ — спиноры, описывающие начальный и конечный партон (m_i и m_f — массы начального и конечного партонов, соответственно). Отсюда следует, что вклад партона i -го типа в $W_{\alpha\beta}^{\mu, \bar{\mu}}$ равен

$$(W_{\alpha\beta}^{\mu, \bar{\mu}})_i = \left[\frac{1}{M} \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{q_\alpha q_\beta}{q^2} \right) + \frac{2x}{M^2 v} \left(p_\alpha + \frac{1}{2x} q_\alpha \right) \times \right. \\ \left. \times \left(p_\beta + \frac{1}{2x} q_\beta \right) - \frac{2}{M^2 v} e_{\alpha\beta\rho\sigma} q_\rho p_\sigma \right] f_i(x) a_i^{\mu, \bar{\mu}}. \quad (44)$$

Здесь $f_i(x)$ — число партонов i -го типа с импульсом xP в нуклоне ($i = u, d, s, \dots$), а $a_i^{\mu, \bar{\mu}}$ — численный множитель, определяемый гамильтонианом взаимодействия. В случае взаимодействия (40)

$$a_d^\mu = \cos^2 \theta, \quad a_s^\mu = \sin^2 \theta, \quad a_u^{\bar{\mu}} = 1.$$

Из (10), (17) и (44) получаем, что вклад в структурные функции партонов i -го типа дается выражениями:

$$(F_1^{\mu, \bar{\mu}})_i = f_i(x) a_i^{\mu, \bar{\mu}}; \\ (F_2^{\mu, \bar{\mu}})_i = 2x f_i(x) a_i^{\mu, \bar{\mu}}; \\ (F_3^{\mu, \bar{\mu}})_i = -2f_i(x) a_i^{\mu, \bar{\mu}}. \quad (45)$$

С помощью (16) и (45) нетрудно найти вклад i -партонов в сечение процесса (1) ((2)). Предполагая, что $E \gg M$, получаем

$$\left(\frac{d\sigma^{\mu, \bar{\mu}}}{dx dy} \right)_i = 2\sigma_0 x f_i(x) (a_i^\mu; (1-y)^2 a_i^{\bar{\mu}}). \quad (46)$$

Если лептонная пара (W -бозон) взаимодействует с антипартоном, то из (40) находим, что матричный элемент адронного тока пропорционален

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \left(\frac{m_i m_f}{p_{i0} p_{f0}} \right)^{1/2} \bar{u}_c(p_f) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) u_c(p_i) \quad (47)$$

где $u_c(p_i)$ и $u_c(p_f)$ — спиноры, описывающие начальный и конечный антипартоны. Вклад в структурные функции антипартонов

k -го типа ($k = \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \dots$) дается выражениями:

$$\left. \begin{aligned} (F_1^{\mu, \bar{\mu}})_k &= \bar{f}_k(x) b_k^{\mu, \bar{\mu}}; \\ (F_2^{\mu, \bar{\mu}})_k &= 2x \bar{f}_k(x) b_k^{\mu, \bar{\mu}}; \\ (F_3^{\mu, \bar{\mu}})_k &= 2\bar{f}_k(x) b_k^{\mu, \bar{\mu}}. \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

Здесь $\bar{f}_k(x)$ — число антипартонов с импульсом xp ($b_{\bar{u}}^{\mu, \bar{\mu}} = 1$; $b_{\bar{d}}^{\mu, \bar{\mu}} = \cos^2 \theta$; $b_{\bar{s}}^{\mu, \bar{\mu}} = \sin^2 \theta$). Для вклада антипартонов k -го типа в сечение процесса (1) ((2)) с помощью (16) и (48) получаем

$$\left(\frac{d\sigma^{\mu, \bar{\mu}}}{dx dy} \right)_k = 2\sigma_0 x \bar{f}_k(x) [(1-y)^2 b_k^{\mu, \bar{\mu}}; b_k^{\mu, \bar{\mu}}]. \quad (49)$$

Отметим, что простая зависимость выражений (46) и (49) от переменной y обусловлена тем, что гамилтониан слабого взаимодействия сохраняет спиральность. Если спиральности сталкивающихся лептона и партона одинаковы, сечение не зависит от y . В случае противоположных спиральностей в сечении возникает множитель $(1-y)^2$. Начальные нейтрино и антинейтрино имеют отрицательную и положительную спиральности соответственно, поэтому изучение зависимости сечений глубокоэластичных процессов (1) и (2) от переменной y позволяет получить информацию об относительном числе антипартонов в нуклоне. Из (45) и (48) имеем следующие выражения для структурных функций:

$$\left. \begin{aligned} F_1^{\mu, \bar{\mu}} &= \sum_i f_i(x) a_i^{\mu, \bar{\mu}} + \sum_k \bar{f}_k(x) b_k^{\mu, \bar{\mu}}; \\ F_2^{\mu, \bar{\mu}} &= 2x \left[\sum_i f_i(x) a_i^{\mu, \bar{\mu}} + \sum_k \bar{f}_k(x) b_k^{\mu, \bar{\mu}} \right]; \\ F_3^{\mu, \bar{\mu}} &= -2 \left[\sum_i f_i(x) a_i^{\mu, \bar{\mu}} - \sum_k \bar{f}_k(x) b_k^{\mu, \bar{\mu}} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

Итак, структурные функции глубокоэластичных процессов (1) и (2) зависят в партонной модели только от масштабной переменной x (имеет место скейлинг Бьеркена [11]). Как видно из (50), функции $F_1^{\mu, \bar{\mu}}$ и $F_2^{\mu, \bar{\mu}}$ связаны в партонной модели соотношением

$$F_1^{\mu, \bar{\mu}} = \frac{1}{2x} F_2^{\mu, \bar{\mu}}. \quad (51)$$

Это соотношение получено Колланом и Гроссом [15]. Оно основывается на предположении, что спин партонов равен $1/2$.

Найдем выражения для сечений процессов

$$\begin{aligned} \nu_\mu + p &\rightarrow \mu + \text{адроны}, \\ \bar{\nu}_\mu + p &\rightarrow \bar{\mu} + \text{адроны}. \end{aligned}$$

Предполагая, что заряженный адронный ток имеет кабиббовскую структуру, с помощью (46) и (49) получаем

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{d\sigma^\mu}{dx dy}\right)_p &= 2\sigma_0 x [d(x) \cos^2 \theta + s(x) \sin^2 \theta + (1-y)^2 \bar{u}(x)]; \\ \left(\frac{d\sigma^{\bar{\mu}}}{dx dy}\right)_p &= 2\sigma_0 x [(1-y)^2 u(x) + \bar{d}(x) \cos^2 \theta + \bar{s}(x) \sin^2 \theta], \end{aligned} \right\} (52)$$

Таблица функций, описывающих распределения партонов по импульсам

Q	T_3	S	B	Протон	Нейтрон	
2/3	1/2	0	1/3	$u(x)$	$d(x)$	Партоны
-1/3	-1/2	0	1/3	$d(x)$	$u(x)$	
-1/3	0	-1	1/3	$s(x)$	$s(x)$	
-2/3	-1/2	0	-1/3	$\bar{u}(x)$	$\bar{d}(x)$	Антипартоны
1/3	1/2	0	-1/3	$\bar{d}(x)$	$\bar{u}(x)$	
1/3	0	1	-1/3	$\bar{s}(x)$	$\bar{s}(x)$	

где $u(x)$, $d(x)$, $s(x)$ — число u -, d - и s -кварков в протоне соответственно, а $\bar{u}(x)$, $\bar{d}(x)$ и $\bar{s}(x)$ — число \bar{u} -, \bar{d} - и \bar{s} -антикварков в протоне. В силу зарядовой симметрии число u -, d - и s -кварков в нейтроне соответственно равно $d(x)$, $u(x)$ и $s(x)$, а число \bar{u} -, \bar{d} - и \bar{s} -антикварков в нейтроне равно $\bar{d}(x)$, $\bar{u}(x)$ и $\bar{s}(x)$ (см. таблицу).

Сечения процессов $\nu_\mu + n \rightarrow \mu + \text{адроны}$, $\bar{\nu}_\mu + n \rightarrow \bar{\mu} + \text{адроны}$ даются, следовательно, выражениями:

$$\left. \begin{aligned} (d\sigma^\mu/dx dy)_n &= 2\sigma_0 x [u(x) \cos^2 \theta + s(x) \sin^2 \theta + (1-y)^2 \bar{d}(x)]; \\ (d\sigma^{\bar{\mu}}/dx dy)_n &= 2\sigma_0 x [(1-y)^2 d(x) + \bar{u}(x) \cos^2 \theta + \bar{s}(x) \sin^2 \theta]. \end{aligned} \right\} (53)$$

Для усредненных по p и n сечений процессов (1) и (2) из (52) и (53) находим

$$\left. \begin{aligned} d\sigma^\mu/dx dy &= \sigma_0 [q(x) + (1-y)^2 \bar{q}(x)]; \\ d\sigma^{\bar{\mu}}/dx dy &= \sigma_0 [(1-y)^2 q(x) + \bar{q}(x)]. \end{aligned} \right\} (54)$$

Здесь

$$q(x) = x[u(x) + d(x)]; \quad \bar{q}(x) = x[\bar{u}(x) + \bar{d}(x)]. \quad (55)$$

Отметим, что в (54) опущены члены, пропорциональные $\sin^2 \theta$ ($\sin^2 \theta \approx 0,04$).

Если справедлива партонная модель, то функции $q(x)$ и $\bar{q}(x)$ связаны со структурной функцией F_2^{ed} процесса глубоконеупругого рассеяния электронов дейтонами:

$$e + d \rightarrow e + \text{адроны}. \quad (56)$$

Действительно, электромагнитный ток адронов в модели с тремя кварками Гелл-Мана — Цвейга имеет вид

$$j_\alpha^{em} = i[(2/3)\bar{u}\gamma_\alpha u + (-1/3)\bar{d}\gamma_\alpha d + (-1/3)\bar{s}\gamma_\alpha s]. \quad (57)$$

Для структурных функций F_2^{ep} и F_2^{en} процессов

$$e + p \rightarrow e + \text{адроны},$$

$$e + n \rightarrow e + \text{адроны}$$

получаем в партонной модели следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} F_2^{ep} &= x \left\{ (4/9)[u(x) + \bar{u}(x)] + (1/9)[d(x) + \bar{d}(x)] + \right. \\ &\quad \left. + (1/9)[s(x) + \bar{s}(x)] \right\}; \\ F_2^{en} &= x \left\{ (4/9)[d(x) + \bar{d}(x)] + (1/9)[u(x) + \bar{u}(x)] + \right. \\ &\quad \left. + (1/9)[s(x) + \bar{s}(x)] \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

аналогичные (50). Отсюда находим

$$F_2^{ed} = (5/9)[q(x) + \bar{q}(x)] + (2/9)x[s(x) + \bar{s}(x)]. \quad (59)$$

Отметим, что коэффициент $5/9$ в этом выражении — сумма квадратов зарядов нестранных кварков. Далее увидим из экспериментов, что последний член выражения (59) (вклад странных кварков) мал. Таким образом, используя информацию о функции F_2^{ed} , полученную из экспериментов по изучению глубоконеупругого ($e - d$)-рассеяния, можно в случае, если справедлива партонная модель, предсказать поведение сечений процессов (1) и (2). В следующем разделе увидим, что в широкой области значений кинематических переменных эти предсказания согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

В заключение получим общие соотношения, которым обязаны удовлетворять функции $u(x)$, $d(x)$ и др., характеризующие импульсное распределение партонов. Так как проекция изоспина

протона равна $1/2$, барионный заряд 1 , а странность 0 , то

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} &= \int_0^1 \left[\frac{1}{2} (u(x) + \bar{d}(x)) + \left(-\frac{1}{2} \right) (d(x) + \bar{u}(x)) \right] dx; \\ 1 &= \int_0^1 \left[\frac{1}{3} (u(x) + d(x) + s(x)) + \left(-\frac{1}{3} \right) (\bar{u}(x) + \bar{d}(x) + s(x)) \right] dx; \\ 0 &= \int_0^1 (-s(x) + \bar{s}(x)) dx. \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

Первое из этих соотношений — правило сумм Адлера [16]. Из второго и третьего, используя (55), получаем правило сумм Гросса — Левеллина-Смита [17]:

$$\int_0^1 \frac{(q(x) - \bar{q})}{x} dx = 3. \quad (61)$$

3. ПРОЦЕССЫ $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu(\bar{\mu}) + X$ (ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ)

Здесь сравниваются предсказания партонной модели с данными, полученными в опытах по изучению процессов

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu + \text{адроны}, \quad (62)$$

$$\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \bar{\mu} + \text{адроны}. \quad (63)$$

Информация об этих процессах была получена в экспериментах, выполненных в ЦЕРНе и Батавии. В ЦЕРНе процессы (62) и (63) изучаются в большой пузырьковой камере «Гаргамель» (GGM), заполненной тяжелой жидкостью (фреон, пропан). Энергии нейтрино и антинейтрино $E \leq 10$ Гэв. В Батавии процессы (62) и (63) изучаются на трех установках.

1. Установка группы Гарвард — Пенсильвания — Висконсин — Лаборатория Ферми (HPWF). Этот нейтринный детектор состоит из двух больших частей: мишени-калориметра и мюонного детектора. Мишень-калориметр позволяет измерять полную энергию образовавшихся адронов. Мюонный детектор позволяет определять знак мюона и измерять его импульс. Пучок нейтрино, используемый группой HPWF, обладает широким спектром энергии до 200—250 Гэв.

2. Установка группы Калифорнийский Технологический Институт — Лаборатория Ферми (CITF). Этот нейтринный детектор аналогичен детектору группы HPWF. Группа CITF работает на дихро-

матическом пучке нейтрино. В дихроматическом спектре нейтрино два максимума: один от распада пионов (средняя энергия 38 Гэв и в последних экспериментах 50 Гэв) и другой — от распада К-мезонов (104 и 150 Гэв).

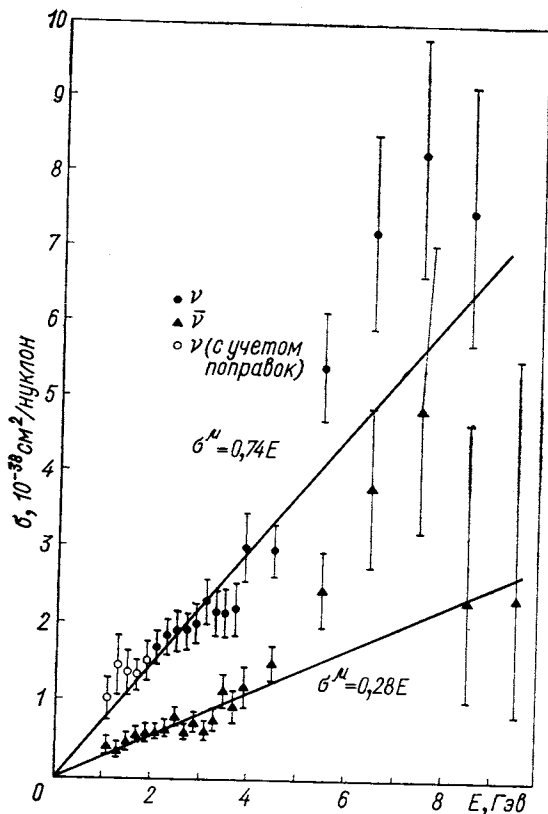


Рис. 1. Зависимость полных сечений σ^μ и $\sigma^{\bar{\mu}}$ от энергии нейтрино

3. Большая 15-футовая водородная камера. На этой установке работает советско-американская группа. Камера облучается нейтрино (антинейтрино) с широким спектром энергий до 200—250 Гэв.

Рассмотрим поведение полных сечений процессов (62) и (63). Из (54) получаем следующие выражения для полных сечений:

$$\begin{aligned}\sigma^\mu &= \sigma_0 \left[Q + \frac{1}{3} \bar{Q} \right] = \alpha_\mu E \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{Гэв}; \\ \sigma^{\bar{\mu}} &= \sigma_0 \left[\frac{1}{3} Q + \bar{Q} \right] = \alpha_{\bar{\mu}} E \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{Гэв}.\end{aligned}\tag{64}$$

Здесь

$$Q = \int_0^1 q(x) dx; \quad \bar{Q} = \int_0^1 \bar{q}(x) dx. \quad (65)$$

Итак, из партонной модели следует, что полные сечения процессов (62) и (63) пропорциональны энергии нейтрино *.

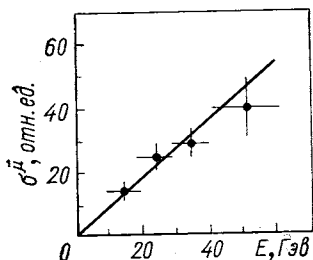


Рис. 2. Зависимость полного сечения σ^μ от энергии антинейтрино

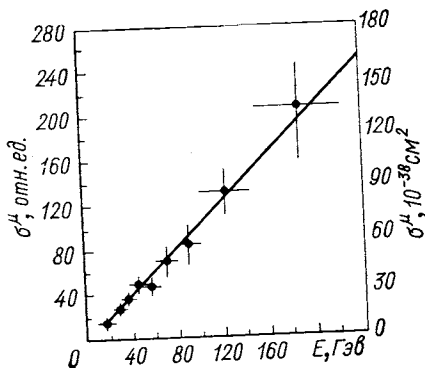


Рис. 3. Зависимость полного сечения σ^μ от энергии нейтрино

На рис. 1 приведены результаты, полученные группой GGM [18]. Для параметров α_μ и $\alpha_{\bar{\mu}}$ из этих данных найдены значения

$$\alpha_\mu = 0,74 \pm 0,02; \quad \alpha_{\bar{\mu}} = 0,28 \pm 0,01.$$

Полные сечения процессов (62) и (63) в области значительно более высоких энергий были измерены в Батавии. На рис. 2 и 3 представлены результаты, полученные группой HPWF [19], на рис. 4 — полученные группой CITF [20] [сумма сечений процессов (62) и (63) при двух значениях энергии]. Для величины $\alpha_\mu + \alpha_{\bar{\mu}}$ из этих последних данных получено значение

$$\alpha_\mu + \alpha_{\bar{\mu}} = 1,11 \pm 0,12. \quad (66)$$

Для суммы полных сечений процессов (62) и (63) из (64) находим следующее выражение:

$$\sigma^\mu + \sigma^{\bar{\mu}} = \frac{4}{3} \sigma_0 (Q + \bar{Q}) = (\alpha_\mu + \alpha_{\bar{\mu}}) E \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{Гэв}. \quad (67)$$

* Отметим, что полные сечения процессов (62) и (63) пропорциональны энергии нейтрино и в более общем случае бьеркеновского скэйлинга структурных функций (в той области энергий, в которой $q^2 \ll M_W^2$).

С другой стороны, из (59) получаем

$$\frac{1}{2} \int_0^1 F_2^{ed} dx = \frac{5}{18} (Q + \bar{Q}) + \frac{1}{9} \int_0^1 x (s + \bar{s}) dx.$$

Если последним членом в этом выражении можно пренебречь, то сумму $Q + \bar{Q}$ можно вычислить с помощью данных, полученных

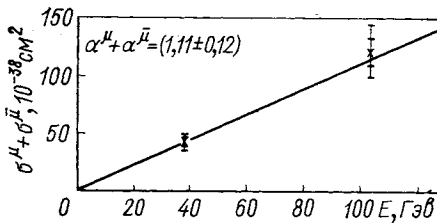


Рис. [4. Зависимость суммы сечений $\sigma^\mu + \sigma^{\bar{\mu}}$ от энергии

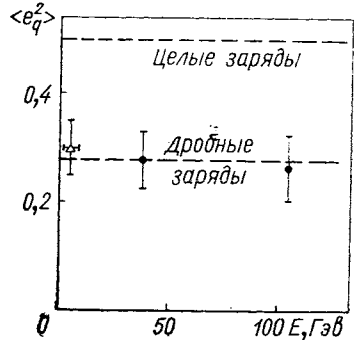


Рис. 5. Среднеквадратичный заряд нестранных партонов

из экспериментов по изучению процесса (56). Как видно из выражения (67), из этих данных можно, следовательно, вычислить параметр $\alpha_\mu + \alpha_{\bar{\mu}}$. Используя результаты группы SLAC, получаем [20]

$$\alpha_\mu + \alpha_{\bar{\mu}} = 1,10, \tag{68}$$

что согласуется со значением (66), найденным группой CITF.

Если вклад странных кварков в интеграл $\frac{1}{2} \int_0^1 F_2^{ed} dx$ мал, то для среднего квадрата заряда нестранных кварков имеем

$$\langle e_q^2 \rangle = \frac{\frac{1}{2} \int_0^1 F_2^{ed} dx}{3 (\sigma^\mu + \sigma^{\bar{\mu}}) / 4\sigma_0}. \tag{68}$$

Таким образом, кварк-партоновая модель в случае, если можно пренебречь вкладом странных кварков, позволяет связать средний квадрат заряда нестранных кварков с величинами, непосредственно измеряемыми на опыте. На рис. 5 представлены значения $\langle e_q^2 \rangle$, полученные с помощью данных групп GGM и CITF. Эти результаты

согласуются со значением $\langle e_q^2 \rangle = 5/18$, отвечающим случаю кварков с дробными зарядами. Обсудим теперь результаты измерения отношения полных сечений процессов (63) и (62). Из выражений (64) получаем

$$R = \sigma^{\bar{\nu}}/\sigma^{\nu} = (1/3)(1 + 2\alpha)/(1 - 2\alpha/3). \quad (69)$$

Здесь

$$\alpha = \bar{Q}/(Q + \bar{Q}). \quad (70)$$

Как видно из выражения (69), если $\alpha \ll 1$ (относительный вклад антиквартонов мал), то $R \approx 1/3$. Найденные на опыте значения R

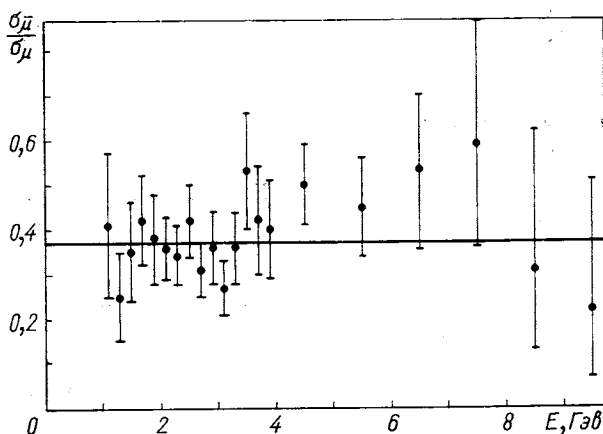


Рис. 6. Зависимость $R = \sigma^{\bar{\nu}}/\sigma^{\nu}$ от энергии нейтрино

близки к $1/3$. На рис. 6 представлены значения R , полученные в опытах ЦЕРНа [18]. Для среднего значения отношения R из этих данных найдено

$$R = 0,38 \pm 0,02. \quad (71)$$

Результаты, полученные группой CITF, представлены на рис. 7. Отсюда найдено среднее значение R :

$$R = 0,33 \pm 0,08. \quad (72)$$

Наконец, на рис. 8 представлены результаты, полученные группой HPWF [19]. Таким образом, имеющиеся данные не указывают на значительные отклонения R от $1/3$.

Перейдем теперь к обсуждению дифференциальных сечений процессов (62) и (63). Из выражений (54) имеем

$$\left. \begin{aligned} d\sigma^\mu/dy &= \sigma_0 Q [1 + (1-y)^2 \alpha / (1-\alpha)]; \\ d\bar{\sigma}^\mu/dy &= \sigma_0 Q [(1-y)^2 + \alpha / (1-\alpha)]. \end{aligned} \right\} \quad (73)$$

Таким образом, если параметр α мал, то сечение процесса (62) не зависит от y , а сечение процесса (63) ведет себя как $(1-y)^2$.

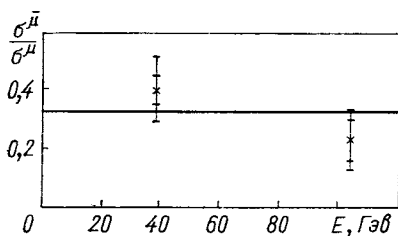


Рис. 7. Зависимость отношения $R = \sigma^{\bar{\mu}}/\sigma^\mu$ от энергии нейтрино

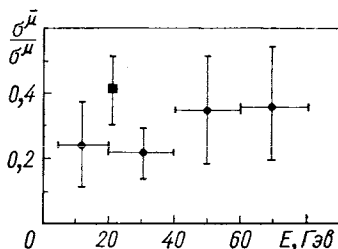


Рис. 8. Зависимость отношения $R = \sigma^{\bar{\mu}}/\sigma^\mu$ от энергии

На рис. 9 и 10 представлены результаты, полученные группой CITF [21] (процесс (63)). Кривая на рис. 9 получена при $\alpha = 0,11$. На рис. 10 пунктирная кривая соответствует $\alpha = 0$, сплошная — $\alpha = 0,11$. Из полученных группой CITF данных следует, что [21]

$$\alpha = 0,11^{+0,13}_{-0,09} \quad (74)$$

На рис. 11 представлены данные, найденные группой HPWF [22], а на рис. 12 — данные, полученные группой, работающей на 15-футовой камере [23].

Как видно из рис. 9—12, экспериментальные результаты в широкой области энергий согласуются с предсказаниями партонной модели. При этом параметр α , характеризующий относительное число антипротонов в нуклоне, мал.

В экспериментах группы HPWF были получены [22], однако, возможные указания на значительные отклонения от обсуждаемой партонной модели. Для того чтобы ввести используемые в работе [22] обозначения, перепишем выражения (16) в виде

$$\begin{aligned} d\sigma^\mu, \bar{\mu}/dx dy &= \sigma_0 F_{\frac{1}{2}}^{\mu, \bar{\mu}} \left[1 - y (1 \mp B^{\mu, \bar{\mu}}) + \right. \\ &\left. + \frac{1}{2} y^2 (1 \mp B^{\mu, \bar{\mu}}) + \frac{1}{2} y^2 R_E^{\mu, \bar{\mu}} \right]. \end{aligned} \quad (75)$$

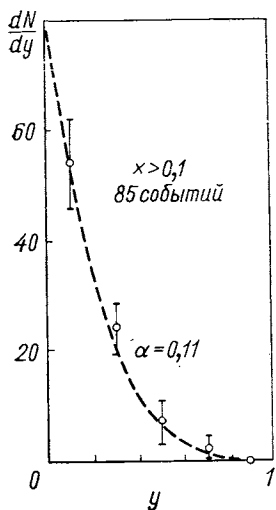


Рис. 9. Зависимость величины dN^{μ}/dy от y ($\langle E \rangle = 50$ Гэв, $x > 0,1$)

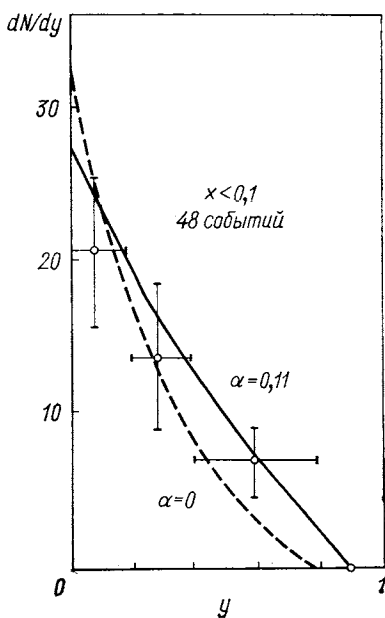


Рис. 10. Зависимость величины dN^{μ}/dy от y ($\langle E \rangle = 50$ Гэв, $x < 0,1$)

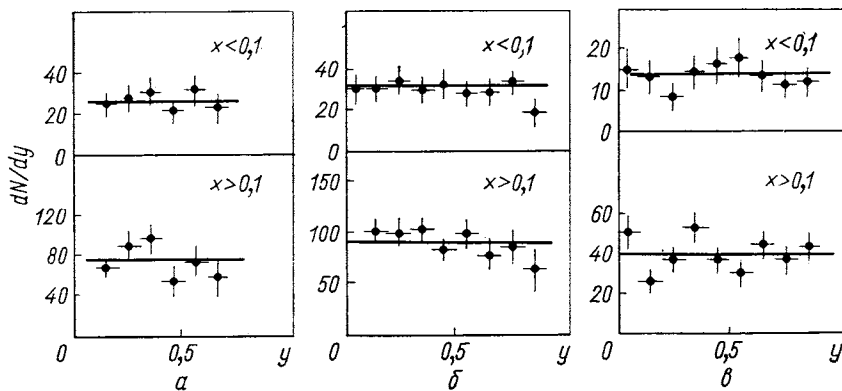


Рис. 11. Зависимость величины dN^{μ}/dy от y в трех областях энергии нейтрино:
 а — $E < 30$ Гэв; б — $30 < E < 80$ Гэв; в — $E > 80$ Гэв

Здесь

$$B^\mu, \bar{\mu} = -x F_3^{\mu, \bar{\mu}} / F_2^{\mu, \bar{\mu}}; \quad R_L^{\mu, \bar{\mu}} = (2x F_1^{\mu, \bar{\mu}} - F_2^{\mu, \bar{\mu}}) / F_2^{\mu, \bar{\mu}}. \quad (76)$$

Для усредненных по p и n сечений в силу зарядовой симметрии (см. разд. 1)

$$B^\mu = B^{\bar{\mu}}; \quad (77)$$

$$R_L^\mu = R_L^{\bar{\mu}}. \quad (78)$$

Из партонной модели следует, что $R_L = 0$, и, если пренебречь вкладом антипартонов, $B \approx 1$.

На рис. 13 представлена зависимость числа событий от y [верхние точки относятся к процессу (62), нижние к (63)]. Отбирались события с $x > 0,1$. Кривые получены при $R^{\mu, \bar{\mu}} = 0$ и $B^\mu = B^{\bar{\mu}} = 1$. Видно, что при $x > 0,1$ данные согласуются с (77) и партонной моделью.

На рис. 14 представлены данные той же группы в области $x < 0,1$. Наблюдаемая в этом случае зависимость числа событий от y отвечает $B^\mu = 1$ (верхняя прямая) и $B^{\bar{\mu}} = -1$ (нижняя

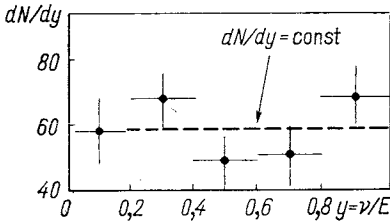


Рис. 12. Зависимость dN^μ/dy от y

прямая). Наблюдаемая в этом случае зависимость числа событий от y отвечает $B^\mu = 1$ (верхняя прямая) и $B^{\bar{\mu}} = -1$ (нижняя

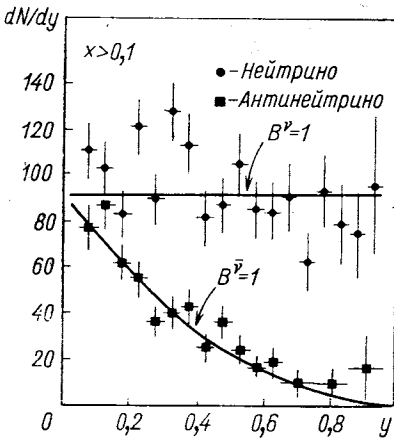


Рис. 13. Зависимость dN^μ/dy (верхние точки) и $dN^{\bar{\mu}}/dy$ (нижние точки) от y

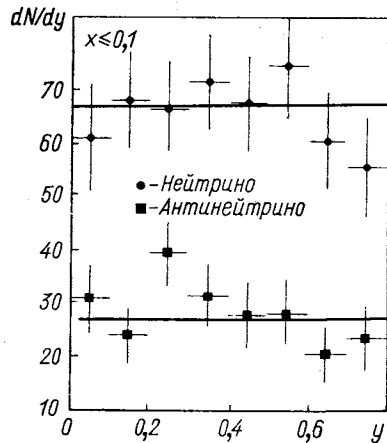


Рис. 14. Зависимость dN^μ/dy и $dN^{\bar{\mu}}/dy$ (соответственно, верхние и нижние точки) от y

прямая). Таким образом, эти результаты свидетельствуют о нарушении соотношения (77), вытекающего из зарядовой симметрии.

Авторы работы [22] считают, что наблюдаемые эффекты связаны с рождением новых частиц.

Зарядовая симметрия проверялась также группой CITF [21]. Если имеют место соотношения (27), то из (16) следует, что

$$\left. \frac{d\sigma^\mu}{dy} \right|_{y=0} = \left. \frac{d\sigma^{\bar{\mu}}}{dy} \right|_{y=0}. \quad (79)$$

Это соотношение проверялось группой CITF [21] при $E \sim 50 \text{ Гэв}$ ($x < 0,4$). Полученные данные согласуются с (79).

В заключение обсудим зависимость сечений процессов (62) и (63) от масштабной переменной x . Из полученных на основе партонной модели выражений (54) имеем

$$d\sigma^\mu/dx = \sigma_0 \left[q(x) + \frac{1}{3} \bar{q}(x) \right]; \quad d\sigma^{\bar{\mu}}/dx = \sigma_0 \left[\frac{1}{3} q(x) + \bar{q}(x) \right]. \quad (80)$$

Таким образом, при измерении сечений $d\sigma^\mu/dx$ и $d\sigma^{\bar{\mu}}/dx$ появляется возможность определить функции $q(x)$ и $\bar{q}(x)$. Группа GGM

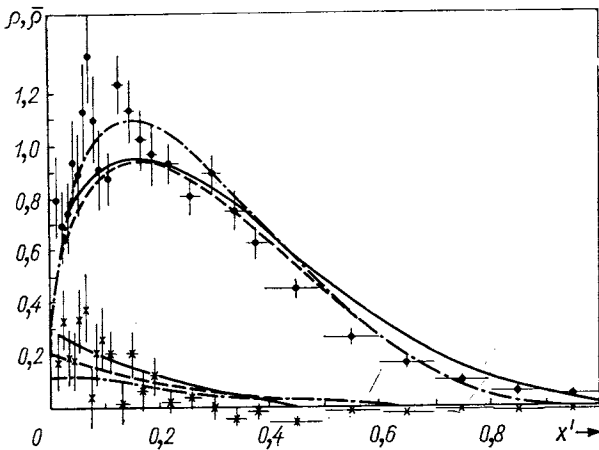


Рис. 15. Зависимость ρ (верхние точки) и $\bar{\rho}$ (нижние точки) от x'

выполнила соответствующие измерения [24]. Результаты, полученные этой группой, представлены на рис. 15 [$x' = q^2/(2M\nu + M^2)$].

Из соотношения (61) очевидно, что $q(0) = \bar{q}(0)$. Далее из (59) (если пренебречь вкладом странных кварков и использовать данные SLAC) следует [25], что $q(0) = \bar{q}(0) \approx 0,5$. Результаты группы GGM согласуются с этим предсказанием партонной модели. Функция $\bar{q}(x)$, как видно из найденных данных, отлична от нуля в области малых x , что также согласуется с (61) [25].

Используя полученную в опытах SLAC информацию о функции F_2^{ed} , можно на основе партонной модели предсказать зависимость сечений обсуждаемых здесь процессов от x . На рис. 16

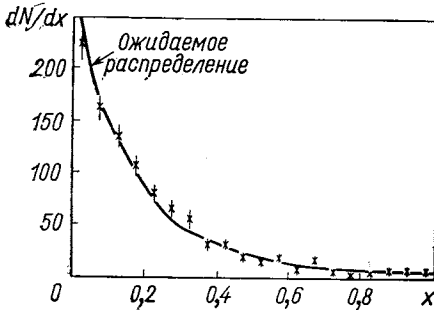


Рис. 16. Зависимость отношения dN^μ/dx от x

для процесса (62) представлена зависимость числа событий от x , найденная группой CITF [20]. Кривая получена с помощью функции F_2^{ed} , найденной в экспериментах по глубоконеупругому ($e-d$)-рассеянию.

Итак, в широкой кинематической области экспериментальные данные согласуются с предсказаниями наивной кварк-партонной модели. Из этих данных можно получить информацию о зарядах

партонов и функциях, характеризующих импульсное распределение партонов и антипартонов. Имеющиеся экспериментальные данные согласуются с предположением о кабиббовской структуре тока и дробных зарядах кварков. Функция $\bar{q}(x)$ отлична от нуля

в области малых x и интеграл $\int_0^1 \bar{q}(x) dx$ мал по сравнению

с $\int_0^1 q(x) dx$. Мал также интеграл $\int_0^1 x(s(x) + \bar{s}(x)) dx$.

Необходимо, однако, иметь в виду, что это только первые данные и их точность невелика (20—30%).

Результаты, полученные группой HPWF, по-видимому, указывают на необходимость модификации тока Кабиббо. Ниже увидим, что о необходимости добавлять к кабиббовскому току члены, ответственные за образование частиц с новыми квантовыми числами, свидетельствуют открытые недавно димюонные события.

4. НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ. ЕДИНЫЕ ТЕОРИИ СЛАБОГО И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Рассматривавшиеся до сих пор нейтринные процессы

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu + \text{адроны}, \tag{81}$$

$$\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \bar{\mu} + \text{адроны} \tag{82}$$

являются прямым следствием классического ($V - A$)-слабого взаимодействия. Мы видели, что имеющиеся данные в широкой кине-

матической области согласуются с предположением о том, что заряженный адронный ток дается выражением Кабиббо, установленным в результате изучения слабых взаимодействий в области малых энергий. Чрезвычайно существенно (это стало ясно в последние годы после экспериментов по изучению глубоконеупругого рассеяния электронов нуклонами и развития партонных представлений), что опыты по исследованию процессов (81) и (82) можно рассматривать как важный метод изучения структуры нуклонов.

В 1973 г. были открыты новые нейтринные процессы (нейтральные токи)

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} + \text{адроны}, \quad (83)$$

$$\bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + \text{адроны}. \quad (84)$$

Эти процессы требуют существенной модификации ($V - A$)-теории.

Нейтральные токи естественно возникают в единых теориях слабого и электромагнитного взаимодействия [26, 27]. Изложим здесь кратко эти теории. Приведем вначале экспериментальные данные.

Информация о процессах (83) и (84) получена в ЦЕРНе на камере «Гаргамель» и в Батавии (группы HPWF и CITF). Определим

$$R_{\nu} = N_{\nu}/N_{\mu}, \quad R_{\bar{\nu}} = N_{\bar{\nu}}/N_{\bar{\mu}}, \quad (85)$$

где N_{ν} ($N_{\bar{\nu}}$) — число событий (83) ((84)), а N_{μ} ($N_{\bar{\mu}}$) — число событий (81) ((82)).

Группой GGM получены следующие значения [28] R_{ν} и $R_{\bar{\nu}}$

$$R_{\nu} = 0,22 \pm 0,03, \quad R_{\bar{\nu}} = 0,43 \pm 0,12. \quad (86)$$

Группой HPWF [29] получены следующие результаты:

$$R_{\nu} = 0,29 \pm 0,04, \quad R_{\bar{\nu}} = 0,39 \pm 0,10. \quad (87)$$

Наконец, предварительные данные, полученные группой CITF [30]:

$$R_{\nu} = 0,25 \pm 0,04, \quad R_{\bar{\nu}} = 0,36 \pm 0,11. \quad (88)$$

Итак, обусловленные нейтральным адронным током процессы (83) и (84) открыты. С другой стороны, такие распады, как $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, не были обнаружены. Найдено, что

$$[\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})/\Gamma(K^+ \rightarrow \text{все})] < 6 \cdot 10^{-7}. \quad (89)$$

Это означает, что в теории с нейтральным током должен отсутствовать (в порядке G) изменяющий странность нейтральный ток.

Мы начнем с обсуждения теории Вайнберга — Салама [26, 27] для лептонов. Эта теория является единой теорией слабого и электромагнитного взаимодействия и предполагает, следовательно, суще-

ствование промежуточных бозонов. По аналогии с электродинамикой теория Вайнберга — Салама вначале строится так, чтобы выполнялась калибровочная инвариантность. На этом этапе построения теории массы векторных частиц и лептонов считаются равными нулю. Затем калибровочная инвариантность спонтанно нарушается (путем введения взаимодействия с полем Хиггса). При этом у всех частиц, кроме фотона и нейтрино, появляются массы.

Рассмотрим только ту часть теории Вайнберга — Салама, которая связана с построением лагранжиана взаимодействия. Заряженный ($\nu_e - e$)-слабый ток запишем в виде

$$j_{\alpha}^{e; ch} = i\bar{\nu}_{eL}\gamma_{\alpha}e_L = i\bar{L}_e\gamma_{\alpha}\frac{1}{2}(\tau_1 + i\tau_2)L_e. \quad (90)$$

Здесь

$$e_L = (1/2)(1 + \gamma_5)e; \quad \nu_{eL} = (1/2)(1 + \gamma_5)\nu_e; \quad (91)$$

$$L_e = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}. \quad (92)$$

Предположим, что L_e преобразуется как дублет относительно группы SU_2^W . Тогда

$$j_{\alpha}^{e; i} = i\bar{L}_e\gamma_{\alpha}\frac{1}{2}\tau_i L_e \quad (93)$$

преобразуется как вектор. Электромагнитный ток $j_{\alpha}^{em} = -i\bar{e}\gamma_{\alpha}e$ может быть записан:

$$j_{\alpha}^{em} = j_{\alpha}^{e; 3} + (1/2)j_{\alpha}^{e; Y}. \quad (94)$$

Здесь

$$j_{\alpha}^{e; Y} = i(-1)\bar{L}_e\gamma_{\alpha}L_e + i(-2)\bar{e}_R\gamma_{\alpha}e_R; \quad (95)$$

$$e_R = (1/2)(1 - \gamma_5)e. \quad (96)$$

Соотношение (94) отвечает

$$Q = T_3^W + (1/2)Y. \quad (97)$$

При этом коэффициенты (-1) и (-2) в (95) — значения гиперзарядов ν_{eL} , e_L и e_R соответственно. Величина e_R преобразуется как изоскаляр.

Инвариантный относительно группы $SU_2^W \times U_1$ лагранжиан взаимодействия имеет вид

$$\mathcal{L}_e = g j_{\alpha}^{e; i} A_{\alpha}^i + g' \frac{1}{2} j_{\alpha}^{e; Y} B_{\alpha}. \quad (98)$$

Здесь A_{α}^i и B_{α} — соответствующие калибровочные поля, а g и g' — безразмерные константы взаимодействия.

Лагранжиан (98) можно записать:

$$\mathcal{L}_e = [(g/\sqrt{2}) j_\alpha^{e; 1+12} W_\alpha + h.c.] + \mathcal{L}_0, \quad (99)$$

где

$$\mathcal{L}_0 = g j_\alpha^{e; 3} A_\alpha^3 + g' (j_\alpha^{e; em} - j_\alpha^{e; 3}) B_\alpha, \quad (100)$$

а

$$W_\alpha = (1/\sqrt{2}) A_\alpha^{1-12}. \quad (101)$$

Очевидно, что

$$j_\alpha^{e; 1+12} = j_\alpha^{e; ch}. \quad (102)$$

Итак, первый член лагранжиана (99) описывает взаимодействие $(\nu_e - e)$ -пары с полем заряженных векторных бозонов. Этот член входит в лагранжиан классической $(V - A)$ -теории. Второй член лагранжиана (99) описывает взаимодействие с полем нейтральных векторных бозонов. Отметим, что в теории Вайнберга — Салама естественно возникают два нейтральных поля.

Из выражения (100) очевидно, что оператор B_α (A_α^3) нельзя отождествить с оператором электромагнитного поля. Для того чтобы выделить в (100) лагранжиан электромагнитного взаимодействия, совершим каноническое преобразование:

$$A_\alpha^3 = \cos \theta_W Z_\alpha + \sin \theta_W A_\alpha; \quad B_\alpha = -\sin \theta_W Z_\alpha + \cos \theta_W A_\alpha, \quad (103)$$

где θ_W — параметр (его называют углом Вайнберга). Лагранжиан \mathcal{L}_0 принимает вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 = & [(g \cos \theta_W + g' \sin \theta_W) j_\alpha^3 - g' \sin \theta_W j_\alpha^{em}] Z_\alpha + \\ & + [(g \sin \theta_W - g' \cos \theta_W) j_\alpha^3 + g' \cos \theta_W j_\alpha^{em}] A_\alpha. \end{aligned} \quad (104)$$

Потребуем теперь, чтобы параметры теории удовлетворяли следующим условиям:

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W; \quad g \sin \theta_W = e \quad (105)$$

(e — заряд протона).

Предполагая ($\mu - e$)-универсальность, из (99), (104) и (105) для полного лептонного лагранжиана теории Вайнберга — Салама получаем следующее выражение:

$$\mathcal{L}_l = \left[\frac{g}{\sqrt{2}} j_\alpha^{l; 1+12} W_\alpha + h.c. \right] + \frac{g}{\cos \theta_W} j_\alpha^{l; 0} Z_\alpha + e j_\alpha^{l; em} A_\alpha. \quad (106)$$

Здесь заряженный лептонный ток

$$\begin{aligned} j_\alpha^{l; 1+12} = j_\alpha^{e; 1+12} + (e \rightarrow \mu) &= i \bar{L}_e \gamma_\alpha \frac{1}{2} (\tau_1 + i \tau_2) L_e + (e \rightarrow \mu) = \\ &= i \bar{\nu}_{eL} \gamma_\alpha e_L + (e \rightarrow \mu), \end{aligned} \quad (107)$$

нейтральный лептонный ток

$$j_{\alpha}^{l; 0} = i\bar{L}_e \gamma_{\alpha} \frac{1}{2} L_e - \sin^2 \theta_W j_{\alpha}^{e; em} + (e \rightarrow \mu), \quad (108)$$

а электромагнитный ток лептонов

$$\bar{j}_{\alpha}^{l; em} = -ie\bar{\gamma}_{\alpha} e + (e \rightarrow \mu). \quad (109)$$

Последний член выражения (106) — лагранжиан электромагнитного взаимодействия лептонов, предпоследний — лагранжиан взаимодействия нейтрино и заряженных лептонов с полем нейтральных промежуточных бозонов.

Обсудим некоторые следствия, вытекающие из (106). Константа g связана с константой Ферми G соотношением

$$g^2/8M_W^2 = G/\sqrt{2}, \quad (110)$$

где M_W — масса W -бозона. Используя (105), получаем

$$M_W^2 = \pi\alpha/\sqrt{2} G \sin^2 \theta_W. \quad (111)$$

Отсюда следует, что

$$M_W \geq (\pi\alpha/\sqrt{2}G)^{1/2} = 37,3 \text{ Гэв}. \quad (112)$$

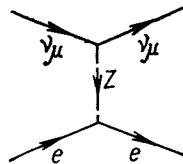
Таким образом, масса заряженного промежуточного бозона в теории Вайнберга — Салама не может быть меньше 37,3 Гэв.

В теории Вайнберга — Салама становятся возможными процессы рассеяния ν_{μ} и $\bar{\nu}_{\mu}$ на электроны

$$\bar{\nu}_{\mu} + e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + e, \quad (113)$$

$$\nu_{\mu} + e \rightarrow \nu_{\mu} + e, \quad (114)$$

запрещенные ($V - A$)-теорией Фейнмана и Гелл-Мана. Диаграмма процесса (113) представлена ниже:



Для эффективного гамильтониана процессов (113) и (114) из (106) получаем выражение *

$$\mathcal{H} = (g^2/8M_Z^2 \cos^2 \theta_W) (\bar{\nu}_{\mu} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \nu_{\mu}) (\bar{e} \gamma_{\alpha} (g_V^{\mu} + g_A^{\mu} \gamma_5) e), \quad (115)$$

* Отметим, что при получении этого соотношения мы пренебрегли в пропагаторе Z -бозона q^2 по сравнению с M_Z^2 . Так как $q^2 \leq 2m_e E \approx 10^{-3} E \text{ Гэв}$ (E — энергия нейтрино в л. с.), то при имеющихся энергиях нейтрино q^2 зависимостью пропагатора можно пренебречь.

где

$$g_V^\mu = (-1/2) + 2 \sin^2 \theta_W; \quad g_A^\mu = -1/2. \quad (116)$$

В теории Вайнберга массы Z - и W -бозонов связаны соотношением [26]

$$M_W^2 = M_Z^2 \cos^2 \theta_W. \quad (117)$$

Отсюда следует, что эффективная константа в гамильтониане (115) равна

$$g^2/8 \cos^2 \theta_W M_Z^2 = (g^2/8 M_W^2) (M_W^2/M_Z^2 \cos^2 \theta_W) = G/\sqrt{2}. \quad (118)$$

Таким образом, гамильтониан взаимодействия (115) характеризуется одним параметром — $\sin^2 \theta_W$.

Отметим, что из (111) и (117) вытекает следующее ограничение на массу нейтрального промежуточного бозона в теории Вайнберга:

$$M_Z^2 = \pi\alpha / (\sqrt{2} G \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W) \geq 4\pi\alpha / (\sqrt{2} G) = (74,6 \text{ Гэв})^2. \quad (119)$$

С помощью (115) и (118) нетрудно получить следующие выражения для полных сечений процессов (113) и (114) в области больших энергий ($E \gg m_e$):

$$\sigma_{\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e} = 2\sigma_0 \left[(g_+^\mu)^2 + \frac{1}{3} (g_-^\mu)^2 \right]; \quad (120)$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e} = 2\sigma_0 \left[\frac{1}{3} (g_+^\mu)^2 + (g_-^\mu)^2 \right]. \quad (121)$$

Здесь

$$\sigma_0 = (G^2/\pi) m_e E;$$

$$g_+^\mu = (1/2) (g_V^\mu + g_A^\mu) = -1/2 + \sin^2 \theta_W;$$

$$g_-^\mu = (1/2) (g_V^\mu - g_A^\mu) = \sin^2 \theta_W.$$

В ЦЕРНе на пузырьковой камере «Гаргамель» был предпринят поиск процессов [(113) и (114)]. На пучке $\bar{\nu}_\mu$ было найдено [31] три события, наиболее вероятная интерпретация которых — процесс (114) (фон от других возможных процессов составляет $0,46 \pm 0,20$ событий). Полученное из этих данных сечение процесса (114)

$$\sigma_{\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e} = (0,14 \pm 0,08) E \cdot 10^{-41} \text{ см}^2/\text{Гэв} \quad (122)$$

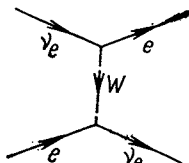
согласуется с теорией Вайнберга — Салама. Для параметра $\sin^2 \theta_W$ из (122) найдено следующее верхнее значение: $\sin^2 \theta_W < 0,45$. Случаи упругого рассеяния ν_μ на электроны группой GGM обнаружены не были. С учетом этого в работе [31] получено следующее ограничение на $\sin^2 \theta_W$: $0,1 < \sin^2 \theta_W < 0,45$.

Процессы

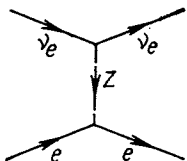
$$\nu_e + e \rightarrow \nu_e + e, \quad (123)$$

$$\bar{\nu}_e + e \rightarrow \bar{\nu}_e + e \quad (124)$$

разрешены ($V - A$)-теорией Фейнмана и Гелл-Мана:



В теории Вайнберга — Салама возникает для этих процессов дополнительная диаграмма:



Из (106) и (118) для эффективного гамильтониана процессов (123) и (124) получаем выражение

$$\mathcal{H} = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{\nu}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_e] [\bar{e} \gamma_\alpha (g_V^e + g_A^e \gamma_5) e], \quad (125)$$

где

$$g_V^e = 1/2 + 2 \sin^2 \theta_W; \quad g_A^e = 1/2.$$

Поиск процесса (124) уже много лет ведется группой Райнса при малых энергиях антинейтрино ($\bar{\nu}_e$ от реактора; энергии $\bar{\nu}_e \lesssim 10$ Мэв). Ожидаемое в условиях опыта сечение процесса (124) $10^{-47} - 10^{-46}$ см². Из последних экспериментов получено [32]:

$$\sigma_{\text{эксп}}/\sigma_{V-A} = 0,87 \pm 0,25 \quad (1,5 < E < 3,0 \text{ Мэв}),$$

$$\sigma_{\text{эксп}}/\sigma_{V-A} = 1,70 \pm 0,44 \quad (3,0 < E < 4,5 \text{ Мэв}),$$

где σ_{V-A} — сечение процесса (124), вычисленное по ($V - A$)-теории. Из этих данных следует, что

$$\sin^2 \theta_W = 0,29 \pm 0,05.$$

Итак, имеющиеся данные согласуются с теорией Вайнберга — Салама. Ясно, однако, что детальная проверка этой теории требует дальнейших экспериментов.

Обсудим теперь вопрос о том, как в схему Вайнберга — Салама могут быть включены адроны. Заряженный адронный ток Кабиббо имеет вид

$$j_{\alpha}^c = i\bar{u}_L\gamma_{\alpha}d'_L, \quad (126)$$

где

$$d' = d \cos \theta + s \sin \theta \quad (127)$$

(θ — угол Кабиббо; u , d , и s — операторы полей u -, d - и s -кварков; обозначения см. в таблице). Ток (126) можно записать в виде

$$j_{\alpha}^c = \bar{B}_L\gamma_{\alpha} \frac{1}{2} (\tau_1 + i\tau_2) B_L, \quad (128)$$

где

$$B_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}. \quad (129)$$

Предположим, что B_L преобразуется как дублет относительно группы SU_2^W (той же, что и в случае лептонов). Тогда

$$\tilde{j}_{\alpha}^{h; i} = i\bar{B}_L\gamma_{\alpha} \frac{1}{2} \tau_i B_L \quad (130)$$

преобразуется как вектор и

$$j_{\alpha}^c = \tilde{j}_{\alpha}^{h; 1+i2}. \quad (131)$$

Введя векторные поля и инвариантные взаимодействия, мы придем к лагранжиану, аналогичному (106), с нейтральным током, который строится из электромагнитного тока адронов и третьей компоненты тока (130).

Имеем

$$\begin{aligned} \tilde{j}_{\alpha}^{h; 3} = & i \frac{1}{2} [\bar{u}_L\gamma_{\alpha}u_L - \cos^2\theta \bar{d}'_L\gamma_{\alpha}d'_L - \\ & - \sin^2\theta \bar{s}_L\gamma_{\alpha}s_L - \sin\theta \cos\theta (\bar{d}'_L\gamma_{\alpha}s_L + \bar{s}_L\gamma_{\alpha}d'_L)]. \end{aligned} \quad (132)$$

При таком построении теории возникают, следовательно, нейтральные токи как с $\Delta S = 0$, так и с $|\Delta S| = 1$. Из (132) следует, в частности, что вероятность распада $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ должна быть порядка $\sin^2\theta\Gamma(K^+ \rightarrow \text{все}) \approx 4 \cdot 10^{-2}\Gamma(K^+ \rightarrow \text{все})$, что противоречит эксперименту.

Выход из возникшей трудности был найден в работе [33]. Введем новый кварк (c) с электрическим зарядом $2/3$, барионным зарядом $1/3$, странностью равной нулю, изоспином равным нулю

и с равным единице новым квантовым числом (*charm*). Предположим, что наряду с (129) дублетом группы SU_2^W является также

$$B'_L = \begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}. \quad (133)$$

Здесь c — оператор поля c -кварков, а

$$s' = -d \sin \theta + s \cos \theta. \quad (134)$$

Ток

$$j_\alpha^{h; i} = i \bar{B}_L \gamma_\alpha \frac{1}{2} \tau_i B_L + i \bar{B}'_L \gamma_\alpha \frac{1}{2} \tau_i B'_L \quad (135)$$

преобразуется как вектор относительно SU_2^W . Для третьей компоненты $j_\alpha^{h; 3}$ получаем

$$j_\alpha^{h; 3} = \frac{1}{2} i (\bar{u}_L \gamma_\alpha u_L + \bar{c}_L \gamma_\alpha c_L - \bar{d}_L \gamma_\alpha d_L - \bar{s}_L \gamma_\alpha s_L). \quad (136)$$

Таким образом, третья компонента тока (135) не содержит изменяющихся странность членов. Далее имеем

$$j_\alpha^{h; em} = j_\alpha^{h; 3} + \frac{1}{2} j_\alpha^{h; Y}. \quad (137)$$

Здесь

$$j_\alpha^{h; em} = \frac{2}{3} i (\bar{u} \gamma_\alpha u + \bar{c} \gamma_\alpha c) - \frac{1}{3} i (\bar{d} \gamma_\alpha d + \bar{s} \gamma_\alpha s) \quad (138)$$

— электромагнитный ток] адронов, а $j_\alpha^{h; Y}$ — ток гиперзаряда [определенного так, чтобы выполнялось соотношение (137)]. Добавим к (98) инвариантный относительно группы $SU_2^W \times U_1$ лагранжиан

$$\mathcal{L}_h = g j_\alpha^{h; i} A_\alpha^i + g' \frac{1}{2} j_\alpha^{h; Y} B_\alpha. \quad (139)$$

Выделяя в этом выражении член, описывающий взаимодействие заряженного тока с W -бозоном, и переходя с помощью (103) к полям Z_α и A_α , получаем

$$\mathcal{L}_h = \left(\frac{g}{\sqrt{2}} j_\alpha^{h; 1+i2} W_\alpha + h.c. \right) + \frac{g}{\cos \theta_W} j_\alpha^{h; 0} Z_\alpha + e j_\alpha^{h; em} A_\alpha. \quad (140)$$

Здесь

$$j_\alpha^{h; 0} = j_\alpha^{h; 3} - \sin^2 \theta_W j_\alpha^{h; em} \quad (141)$$

— нейтральный адронный ток.

Итак, введение четвертого кварка позволяет использовать при построении теории Вайнберга — Салама комбинацию (134) d - и s -полей (ортогональную кабиббовской). В результате в нейтральном токе не появляются изменяющие странность члены.

Полный лагранжиан слабого и электромагнитного взаимодействия в теории Вайнберга — Салама с четырьмя лептонами и четырьмя кварками дается суммой выражений (106) и (140). Из (106) и (140) для эффективного гамильтониана слабого взаимодействия получаем (пренебрегая q^2 в пропагаторах W - и Z -бозонов) следующее выражение:

$$\mathcal{H} = \frac{G}{\sqrt{2}} 4 (j_\alpha^{1+i2} j_\alpha^{1-i2} + \rho j_\alpha^0 j_\alpha^0). \quad (142)$$

Здесь

$$\begin{aligned} j_\alpha^{1+i2} &= j_\alpha^{l; 1+i2} + j_\alpha^{h; 1+i2} = \\ &= i [\bar{\nu}_{eL} \gamma_\alpha e_L + \bar{\nu}_{\mu L} \gamma_\alpha \mu_L + \bar{u}_L \gamma_\alpha d'_L + \bar{c}_L \gamma_\alpha s'_L] \end{aligned} \quad (143)$$

— заряженный ток,

$$\begin{aligned} j_\alpha^0 &= \frac{i}{2} [\bar{\nu}_{eL} \gamma_\alpha \nu_{eL} + \bar{\nu}_{\mu L} \gamma_\alpha \nu_{\mu L} - \bar{e}_L \gamma_\alpha e_L - \bar{\mu}_L \gamma_\alpha \mu_L + \\ &+ \bar{u}_L \gamma_\alpha u_L + \bar{c}_L \gamma_\alpha c_L - \bar{d}_L \gamma_\alpha d_L - \bar{s}_L \gamma_\alpha s_L] - \sin^2 \theta_W j_\alpha^{em} \end{aligned} \quad (144)$$

— нейтральный ток, а

$$\rho = M_W^2 / M_Z^2 \cos^2 \theta_W. \quad (145)$$

В модели Вайнберга [26] $\rho = 1$.

Обсудим теперь процессы (83) и (84). Из (142) находим, что гамильтониан этих процессов имеет вид

$$\mathcal{H} = (G/\sqrt{2}) (\bar{\nu}_\mu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_\mu) j_\alpha^Z. \quad (146)$$

Здесь

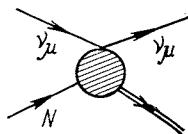
$$j_\alpha^Z = J_\alpha^3 - 2 \sin^2 \theta_W j_\alpha^{em} + J_\alpha^S; \quad (147)$$

$$J_\alpha^3 = i \bar{N}_L \gamma_\alpha \tau_3 N_L \left(N = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \right); \quad (148)$$

$$J_\alpha^S = i c_L \gamma_\alpha c_L - i s_L \gamma_\alpha s_L.$$

Отметим, что первый член тока (147) является третьей компонентой изовектора, а последний — изоскаляр.

Диаграмма процессов (83) и (84) представлена ниже:



Нетрудно получить выражения для определяемых из опыта R_ν и $R_{\bar{\nu}}$ в партонной модели. Используя (49) и учитывая вклад в сечения только u - и d -кварков (основной вклад, см. разд. 3), получаем

$$R_\nu = (1/2) - \sin^2 \theta_W + (20/27) \sin^4 \theta_W; \quad (149)$$

$$R_{\bar{\nu}} = (1/2) - \sin^2 \theta_W + (20/9) \sin^4 \theta_W. \quad (150)$$

Таким образом, в рассматриваемом приближении R_ν и $R_{\bar{\nu}}$ зависят от одного параметра — $\sin^2 \theta_W$. Данные ЦЕРНа [28] согласуются с (149) и (150) при $0,3 < \sin^2 \theta_W < 0,5$.

Введение четвертого кварка позволяет построить такую теорию слабого взаимодействия, в которой нейтральный ток не содержит изменяющих странность членов. В этой теории возникает также новый член в заряженном адронном токе; к каибббовскому току добавляется

$$i(c_L \gamma_\alpha s'_L). \quad \text{[(151)]}$$

Если в заряженном токе имеется член (151), то на пучках нейтрино вместе с мюоном будут рождаться долгоживущие частицы с новым квантовым числом. Вблизи порога рождения новых частиц в x - и y -зависимостях сечений процессов (81) и (82) должны наблюдаться значительные отклонения от предсказаний партонной модели. Нетрудно видеть, что пороговой областью является область малых x и больших y . Действительно, адрон с массой M_c может образоваться, если

$$-(p+q)^2 \geq M_c^2 \quad (152)$$

или

$$y(1-x) \geq (M_c^2 - M^2)/2ME. \quad (153)$$

Отсюда следует, что

$$\begin{aligned} (M_c^2 - M^2)/2ME \leq y \leq 1; \\ 0 \leq x \leq 1 - (M_c^2 - M^2)/2ME. \end{aligned} \quad (154)$$

С другой стороны,

$$2ME_{\text{пор}} \leq M_c^2 - M^2, \quad (155)$$

где $E_{\text{пор}}$ — пороговая энергия нейтрино. Из (154) и (155) находим, что область x , близких к нулю, и y , близких к единице, является пороговой.

Отметим, что группа HPWF наблюдала заметное нарушение соотношений (26) (нарушение зарядовой симметрии) в области $x < 0,1$ [22].

Долгоживущие частицы, обладающие новым квантовым числом, могут распадаться с испусканием пары заряженный лептон — нейтрино. Таким образом, если в заряженном токе имеется член

(151), то на пучках нейтрино будут наблюдаться процессы с двумя лептонами в конечном состоянии («прямой» мюон и мюон либо электрон от распада частицы). В последнее время группы, работающие в Батавии и ЦЕРНе, наблюдали события с двумя мюонами и мюоном и электроном в конечном состоянии. В заключительном разделе мы обсудим кратко эти данные.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, первые данные о глубоконеупругих нейтринных процессах свидетельствуют в пользу кварк-партоновой гипотезы. Открытие нейтральных токов в нейтринных процессах, с одной стороны, и запрет нейтральных токов с изменением странности (распады K -мезонов), с другой, находят естественное объяснение, если ввести четвертый кварк.

В настоящее время имеются возможные указания на то, что четырех кварков недостаточно и что, следовательно, необходимо вводить новые кварки. Эти указания получены, в частности, в экспериментах, выполненных группами HPWF [34] и CITF [35]. В опытах наблюдались димюонные события

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu + \bar{\mu} + \nu_{\mu} + \text{адроны}, \quad (156)$$

$$\bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \bar{\mu} + \mu + \bar{\nu}_{\mu} + \text{адроны}. \quad (157)$$

Для отношения числа димюонных событий к числу событий с одним мюоном группа HPWF в случае процессов с ν_{μ} получила значение

$$N(\nu_{\mu}N \rightarrow \mu\bar{\mu}\nu_{\mu}X)/N(\nu_{\mu}N \rightarrow \mu X) = (0,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}. \quad (158)$$

Для процессов с $\bar{\nu}_{\mu}$ найдено

$$N(\bar{\nu}_{\mu}N \rightarrow \bar{\mu}\mu\bar{\nu}_{\mu}X)/N(\bar{\nu}_{\mu}N \rightarrow \bar{\mu}X) \sim 2 \cdot 10^{-2}. \quad (159)$$

Поиск димюонных событий проводился в Серпухове [36] (область энергий нейтрино ≤ 30 Гэв). Показано, что отношение (158) меньше $2 \cdot 10^{-3}$. Этот результат свидетельствует о пороговом характере эффекта.

Обнаруженные димюонные события обладают следующими характерными особенностями [34]: $p_{\mu} > p_{\bar{\mu}}$ для событий (156) и $p_{\bar{\mu}} > p_{\mu}$ для (157); в распределении по массе $\mu - \bar{\mu}$ нет максимумов; конечные адроны обладают большой энергией. Эти и другие характеристики димюонных событий позволяют показать, что их источником не могут быть заряженный промежуточный бозон, нейтральный тяжелый лептон и др. Вероятнее всего, что второй мюон возникает в распаде частиц с массой $2-4$ Гэв, которые образуются в нейтринных процессах. Дальнейшее детальное исследо-

вание димюонных процессов позволит проверить правильность этой гипотезы.

Обсудим вопрос о том, может ли предложенная в работе [33] модель объяснить димюонные события [37—39]. Из (134) и (143) следует, что возможны

$$\nu_\mu + d \rightarrow \mu + c, \quad (160)$$

$$\nu_\mu + s \rightarrow \mu + c. \quad (161)$$

Сечение рождения очарованных частиц при взаимодействии нейтрино с d -кварками пропорционально $\sin^2 \theta \approx 0,04$. Далее, эксперименты свидетельствуют о том, что число s -кварков в нуклоне много меньше числа u - и d -кварков (см. разд. 3). Соответственно, сечение, обусловленное взаимодействием (161), должно быть малым.

Число димюонных событий определяется произведением сечения рождения очарованных частиц на отношение вероятности их распада с испусканием мюона и нейтрино к полной вероятности распада. Эту последнюю величину в настоящее время трудно вычислить достаточно надежно. Все это не позволяет пока ответить на вопрос, объясняет ли теория с четырьмя кварками полученное на опыте отношение (158).

Весьма существенно, что наблюдались также димюонные события (157). В соответствии с (143) эти события могут быть обусловлены взаимодействием антинейтрино с антикварками

$$\bar{\nu}_\mu + \bar{s} \rightarrow \bar{\mu} + \bar{c}. \quad (162)$$

Имеющиеся данные не позволяют прийти к определенным заключениям. Возможно, однако, что димюонные события указывают на необходимость введения большего, чем четыре, числа кварков [38].

В последнее время были рассмотрены теории с шестью и большим числом кварков. Изложим кратко векторно-подобные теории слабого взаимодействия [40, 41]. Эти теории являются едиными теориями слабого и электромагнитного взаимодействия. Наряду со «стандартными» четырьмя кварками u , d , s и c вводятся два новых: t (заряд $2/3$) и b (заряд $-1/3$). Предполагается, что дублетами группы SU_2^W являются

$$\begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}. \quad (163)$$

Итак, к двум дублетам схемы добавляется еще один дублет.

Существенное отличие векторно-подобных теорий от теории [33] состоит во введении правых дублетов

$$\begin{pmatrix} u_R \\ b_R \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} t_R \\ d_R \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} c_R \\ s_R \end{pmatrix}. \quad (164)$$

Предполагается также [40], что наряду с e , μ , ν_e и ν_μ существуют тяжелый заряженный лептон (M), тяжелый нейтральный лептон (N_M), майорановский лептон (N_μ) и что

$$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} N_{ML} \\ M_L \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}; \\ \begin{pmatrix} N_{MR} \\ e_R \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} \nu_{eR} \\ M_R \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} N_{\mu R} \\ \mu_R \end{pmatrix} \quad (165)$$

преобразуются как дублеты. Заряженный ток в такой теории дается выражением

$$j_\alpha^{1+i2} = i [\bar{u}_L \gamma_\alpha d'_L + \bar{t}_L \gamma_\alpha b_L + \bar{c}_L \gamma_\alpha s'_L + \bar{u}_R \gamma_\alpha b_R + \bar{t}_R \gamma_\alpha d_R + \bar{c}_R \gamma_\alpha s_R + \\ + \bar{\nu}_{eL} \gamma_\alpha e_L + \bar{N}_{ML} \gamma_\alpha M_L + \bar{\nu}_{\mu L} \gamma_\alpha \mu_L + \bar{N}_{MR} \gamma_\alpha e_R + \\ + \bar{\nu}_{eR} \gamma_\alpha M_R + \bar{N}_{\mu R} \gamma_\alpha \mu_R]. \quad (166)$$

В области малых энергий играют роль ($V - A$)-члены тока (166): $\bar{u}_L \gamma d'_L$, $\bar{\nu}_{eL} \gamma e_L$ и $\bar{\nu}_{\mu L} \gamma \mu_L$; ($V + A$)-члены становятся существенными в области высоких энергий.

Очевидно, что наличие в гамильтониане правых токов изменило бы y -зависимость сечений глубоконеупругих процессов (81) и (82). Учитывая только вклад u - и d -кварков нуклона, из (49) и (166) находим, что сечение процесса (81) (усредненное по p и n) равно

$$d\sigma^\mu/dx dy = \sigma_{0q}(x) [1 + (1 - y)^2]. \quad (167)$$

В этом выражении подчеркнут член, возникающий в области выше порога рождения адронов, содержащих t -кварки, и обусловленный правым током.

Из (166) ясно также, что сечение процесса (82) равно

$$d\sigma^{\bar{\mu}}/dx dy = \sigma_{0q}(x) [(1 - y)^2 + 1] \quad (168)$$

(подчеркнут член, возникающий выше порога возбуждения b -кварков). Итак, при достаточно высоких энергиях нейтрино сечения процессов (81) и (82) в случае, если заряженный ток дается выражением (166), должны совпадать. Отношение $R = \sigma_{\bar{\mu}}/\sigma_\mu$ выше порогов рождения новых частиц должно, следовательно, равняться единице. Другие следствия, вытекающие из (166), обсуждаются в работах [40, 41].

Нейтральный ток, возникающий в векторно-подобной теории слабого и электромагнитного взаимодействия, имеет вид

$$j_\alpha^0 = \frac{i}{2} [\bar{u} \gamma_\alpha u + \bar{t} \gamma_\alpha t + \bar{c} \gamma_\alpha c - \bar{d} \gamma_\alpha d - \bar{b} \gamma_\alpha b - \bar{s} \gamma_\alpha s + \bar{\nu}_e \gamma_\alpha \nu_e + \bar{N}_M \gamma_\alpha N_M + \\ + \bar{\nu}_{\mu L} \gamma_\alpha \nu_{\mu L} + \bar{N}_{\mu R} \gamma_\alpha N_{\mu R} - \bar{e} \gamma_\alpha e - \bar{\mu} \gamma_\alpha \mu - \bar{M} \gamma_\alpha M] - \sin^2 \theta_N j_\alpha^{em}. \quad (169)$$

Таким образом, адронный нейтральный ток в теории [40, 41] — вектор. Сечения процессов (83) и (84) должны быть, следовательно, равны. Это означает, что в той области энергий, в которой новые частицы не рождаются, отношения (85) связаны соотношением

$$R_{\bar{\nu}} \approx 3R_{\nu}. \quad (170)$$

Из (169) вытекает также, что слабое взаимодействие заряженных лептонов и адронов сохраняет четность. Проводящиеся в настоящее время опыты по поиску эффектов несохранения четности в атомных переходах позволят проверить это предсказание теории.

На этом мы закончим рассмотрение нейтринных процессов. Их изучение по существу только началось. В ближайшее время вступят в строй новые установки и можно ожидать значительного возрастания точности измерений, детального изучения нейтральных токов, событий с двумя заряженными лептонами в конечном состоянии и многих других процессов. Выполненные уже исследования убедительно показали, что процессы с нейтрино — важнейший источник информации об элементарных частицах.

В заключение выражаю глубокую благодарность Б. М. Понтекорво за исключительно полезные обсуждения рассмотренных здесь вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ*

1. Окунь Л. Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц. М., Физматгиз, 1963.
2. Марков М. А. Нейтрино. М., «Наука», 1964.
3. Ли Ц., Ву П. Слабые взаимодействия. Пер. с англ. М., «Мир», 1968.
4. Бернштейн Дж. Элементарные частицы и их токи. Пер. с англ. М., «Мир», 1970.
5. Marshak R. E., Riazuddin, Ryan C. P. Theory of weak interactions in particle physics. N. Y., Wiley-Interscience, 1969.
6. Василевский И. М., Лапидус Л. И. Препринт ОИЯИ, P-2429, Дубна, 1965.
7. Llewellyn Smith C. H. «Phys. Reports C», 1972, v. 3, p. 5.
8. De Rujula A. e.a. «Rev. Mod. Phys.», 1974, v. 46, p. 391.
9. Захаров В. И. Школа физики ИТЭФ. М., Атомиздат, 1973, с. 82.
10. Арбузов Б. А. Препринт ОИЯИ, E2-8840, Дубна, 1975.
11. Bjorken J. D. «Phys. Rev.», 1969, v. 179, p. 1547.
12. Cabibbo N. «Phys. Rev. Lett.», 1963, v. 10, p. 531.
13. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. Пер. с англ. М., «Мир», 1975.
14. Bjorken J. D., Paschos E. A. «Phys. Rev.», 1969, v. 185, p. 1975.
15. Callan C. G., Gross D. J. «Phys. Rev. Lett.», 1969, v. 22, p. 156.
16. Adler S. L. «Phys. Rev.», 1966, v. 143, p. 1144.
17. Gross D. J., Llewellyn Smith C. H. «Nucl. Phys. B», 1969, v. 14, p. 337.
18. Eichten T. e.a. «Phys. Rev. Lett. B», 1973, v. 46, p. 274.
19. Benvenuti A. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 125.

* Этот список весьма неполон; [1—5] — книги по физике слабых взаимодействий, [6—10] — обзоры по физике нейтрино.

20. **Barish B.** Proc. of the XVII Intern. Conf. on High Energy Physics. London, 1974.
21. **Sculli F. J.** «Neutrino 75», Central Research Institute for Physics. V. 1. Budapest, 1975, p. 13.
22. **Aubert B. e.a.** «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 984.
23. **Nezrick F. A.** «Neutrino 75», Central Research Institute for Physics. V. 1. Budapest, 1975, p. 32.
24. **Haguenauer M.** Proc. of the XVII Intern. Conf. on High Energy Physics, London, 1974, p. IV-95.
25. **Feynman R. P.** «Neutrino 74», Pennsylvania, 1974. American Institute of Physics, N. Y., 1974.
26. **Weinberg S.** «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 19, p. 1971; v. 27, p. 1988.
27. **Salam A.** Elementary Particle Physics. Stockholm, Proc. 8th Nobel Symposium, Aspenäs garden, Almquist and Wiksells, Stockholm, 1968.
28. **Hasert F. J. e.a.** «Nucl. Phys. B», 1974, v. 73, p. 1.
29. **Benvenuti A. e.a.** Preprint Fermilab 76/4, 1976.
30. **Barish B. C. e.a.** «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 538.
31. **Hasert F. J. e.a.** Neutrino Physics at High Energy. Ecole Polytechnic, Paris, 1975, p. 257.
32. **Reines F., Sobel H. W., Gurr H. S.** «Neutrino 75», Central Research Institute for Physics. V. 1. Budapest, 1975, p. 74.
33. **Glashow S., Illiopoulos J., Maiani L.** «Phys. Rev. D», 1970, v. 2, p. 1285.
34. **Reeder D.** «Neutrino 75», Central Research Institute for Physics. V. 2. Budapest, 1975, p. 91.
35. **Barish B.** Neutrino Physics at High Energy, Paris, 1975, p. 131.
36. **Vovenko A. S.** «Neutrino 75», Central Research Institute for Physics. V. 2. Budapest, 1975, v. II, p. 113.
37. **Okun L. B.** «Neutrino 75», Central Research Institute for Physics. V. 2. Budapest, 1975, v. II, p. 151.
38. **Pais A., Treiman S. B.** «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 1556.
39. **Lee B. W.** Preprint Fermilab 75/78-THY, 1975.
40. **Fritzsch H. M., Gell-Mann M., Minkowski P.** «Phys. Rev. Lett. B», 1975, v. 59, p. 256.
41. **De Rujula A., Georgi M., Glashow L.** «Phys. Rev. D», 1975, v. 12, p. 3589.