

**РОЖДЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ
В $\bar{\nu}N$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ,
ОБУСЛОВЛЕННЫХ НЕЙТРАЛЬНЫМИ ТОКАМИ**

*В.В.Аммосов¹⁾, А.Э.Асратян, В.А.Гапиенко¹⁾, Г.С.Гапиенко¹⁾,
П.А.Горичев, А.Г.Денисов¹⁾, В.И.Ефременко, В.Г.Заец¹⁾,
Г.К.Клигер, В.И.Клюхин¹⁾, В.З.Колганов, В.И.Корешев¹⁾,
С.П.Кручинин, М.А.Кубанцев, И.В.Махлюева, П.В.Питухин¹⁾,
В.И.Сиротенко¹⁾, Е.А.Слободюк¹⁾, З.У.Усубоев¹⁾,
А.В.Федотов, В.Г.Шевченко, В.И.Шекелян.*

Представлены результаты изучения рождения нейтральных странных частиц в $\bar{\nu}N$ -взаимодействиях, обусловленных нейтральными токами. По суммарной множественности нейтральных странных частиц и по множественности K^0 -мезонов в области фрагментации тока ($z > 0,3$) получены две оценки величины странного нейтрального тока $s_L^2 + s_R^2$.

Антинейтринные опыты удобны для изучения правого и странного слабых адронных нейтральных токов, так как относительный вклад этих нейтральных токов (НТ) в сечение $\bar{\nu}N$ -взаимодействий в несколько раз больше, чем в сечение νN -взаимодействий. Результаты измерения констант связи правого нейтрального тока, u_R^2 и d_R^2 , в нашем антинейтринном эксперименте на 15-футовой пузырьковой камере были опубликованы ранее¹⁾. Данная работа посвящена изучению рождения нейтральных странных частиц во взаимодействиях НТ с целью получения информации о нейтральном токе, связанном со странным кварком.

Экспериментальные данные получены при обработке 155000 фотографий с 15-футовой пузырьковой камеры, облученной в широкополосном пучке антинейтринно высоких энергий ускорителя ФНАЛ. Пузырьковая камера была заполнена тяжелой неон-водородной смесью (64% атомов Ne). Энергия первичных протонов равнялась 400 ГэВ. Примесь μ в антинейтринном пучке составляла 6%. В рабочем объеме пузырьковой камеры (17 м^3) было зарегистрировано ~ 13000 событий, инициированных нейтральными частицами, с видимой энергией $E_{\text{вид}} > 4$ ГэВ. Процедура выделения взаимодействий НТ из этого полного образца событий подробно описана в¹⁾.

¹⁾ Институт физики высоких энергий, Серпухов, СССР.

В данном анализе мы использовали образец НТ-взаимодействий, состоявший из 1575 ± 73 событий с $8 < E_{\text{вид}} < 30 \text{ ГэВ}^1$, оставшихся после удаления взаимодействий заряженного тока (ЗТ) с импульсом мюона $p_{\mu} > 1 \text{ ГэВ}/c^2$ из полного образца. 83% событий выбранного образца НТ являлись истинными НТ-взаимодействиями (70% от $\bar{\nu}_{\mu}$, 12% от ν и 1% от $\bar{\nu}_e$). Остальные 17% являлись фоном: $11 \pm 4\%$ от взаимодействий нейтральных адронов (n и K_L^0) и $\sim 6\%$ от взаимодействий ЗТ с $p_{\mu} < 1 \text{ ГэВ}/c$.

200 ± 23 события образца НТ содержали нейтральные странные частицы, ассоциированные с первичной вершиной. Странные частицы идентифицировались по распадам $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ так же, как это делалось в ², где на нашей статистике изучалось рождение V^0 в заряженном токе. В первых двух колонках таблицы приведены непоправленные и поправленные с учетом эффективности регистрации и нейтральных мод распада (включая потерю K_L^0) числа нейтральных странных частиц.

**Непоправленные и поправленные числа
и множественности K^0 -мезонов и Λ -гиперонов
в образце НТ-взаимодействий с $8 < E_{\text{вид}} < 30 \text{ ГэВ}$**

	Непоправленные числа	Поправленные числа	Множественности
K^0	126 ± 17	476 ± 66	$0,30 \pm 0,04$
Λ	93 ± 16	192 ± 33	$0,12 \pm 0,02$
V^0	219 ± 23	668 ± 74	$0,42 \pm 0,05$

Множественности K^0 -мезонов и Λ -гиперонов в образце НТ-взаимодействий даны в третьей колонке таблицы. При их вычислении поправка на примесь фоновых взаимодействий не вводилась, так как относительный вклад фона в НТ-образец и подобразец НТ-событий с V^0 сравнительно невелик и примерно одинаков³⁾. Распределения K^0 и Λ по переменной z , определенной как отношение энергии адрона к полной энергии, переданной от лептона адронам, показаны на рисунке.

Странный нейтральный ток отвечает за взаимодействия на странных (анти) кварках $\bar{u}s \rightarrow \bar{u}s$. Мы двумя независимыми способами оценили долю таких взаимодействий среди всех взаимодействий НТ, $\rho = N_{\text{НТ}}^s / N_{\text{НТ}}$: а) по суммарной множественности нейтральных странных частиц

$$\langle n_{\text{НТ}}^{V^0} \rangle = 0,42 \pm 0,05 \quad \text{и} \quad (1)$$

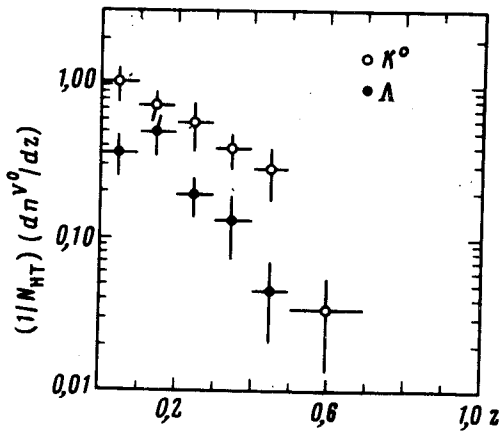
б) по множественности K^0 в области фрагментации тока ($z > 0,3$)

$$\langle n_{\text{НТ}}^{K^0, z > 0,3} \rangle = 0,072 \pm 0,016. \quad (2)$$

1) В отличие от ¹ мы не вводили дополнительное обрезание на поперечный к пучку суммарный импульс частиц события $P_{T \text{ вид}} > 1 \text{ ГэВ}/c$, чтобы не выкидывать взаимодействия НТ, идущие на странном море.

2) Для выделения мюонов мы использовали внешний мюонный идентификатор и кинематический метод. Поправки на необнаруженные ЗТ-события и на НТ-события, ложно идентифицированные как ЗТ, вводились взвешиванием наблюдаемых событий. Такой способ позволял не только вычислять интегральные поправки, но и корректировать дифференциальные распределения.

3) Вклад фона нейтральных адронов в подобразец НТ-взаимодействий с V^0 ($8 \pm 6\%$) был оценен по пространственному распределению событий с V^0 внутри пузырьковой камеры аналогично тому, как это делалось для полного образца НТ.



z -распределения $(1/N_{HT}) (dn^{V^0}/dz)$ K^0 -мезонов и Λ -гиперонов в образце НТ-взаимодействий с $8 < E_{\text{вид}} < 30$ ГэВ. N_{HT} - число событий в образце НТ

Оба подхода основаны на том, что в реакции $\bar{\nu}_s^{(-)} \rightarrow \bar{\nu}_s^{(-)}$ странных частиц рождается больше, чем во взаимодействиях на нестранных кварках. К "фрагментационному" механизму ассоциативного рождения странных частиц за счет пар $s\bar{s}$, образованных в процессе фрагментации выбитого кварка, в этой реакции добавляется ассоциативное рождение непосредственно парой "первичных" s - и \bar{s} -кварков странного моря нуклона.

Первая оценка ρ получена в предположении, что "первичные" пары $s\bar{s}$ дают в среднем одинаковое число нейтральных и заряженных странных частиц, т. е. по одной. Тогда суммарная множественность V^0 равна

$$\langle n_{HT}^{V^0} \rangle = \rho + \langle n_{\Phi}^{V^0} \rangle, \quad (3)$$

где второй член $\langle n_{\Phi}^{V^0} \rangle$ отвечает за "фрагментационное" рождение V^0 . Для его оценки были использованы наши $\bar{\nu}N$ -взаимодействия ЗТ в аналогичной образцу НТ-событий области по адронной видимой энергии $8 < E_{\text{вид}}^H < 30$ ГэВ. Мы предполагали при этом, что за счет "фрагментационного" механизма в НТ- и ЗТ-взаимодействиях рождается равное число V^0 при равной инвариантной массе адронной системы W . Введя дополнительное обрезание по бьеркеновской переменной $x > 0,2^4$, чтобы подавить вклад взаимодействий на странном море $\bar{\nu}_s \rightarrow \mu^+ \bar{c}$, мы можем написать следующее выражение для суммарной множественности V^0 в ЗТ:

$$\langle n_{ЗТ}^{V^0} \rangle = \langle n_{\Phi}^{V^0} \rangle + 0,5 \sin^2 \theta_C = 0,27 \pm 0,03. \quad (4)$$

Второй член в (4) учитывает одиночное рождение V^0 в подавленном синусом угла Кабиббо θ_C переходе $\bar{\nu}_u \rightarrow \mu^+ s$ (как и в (3), мы полагали, что s -кварк дает равное число нейтральных и заряженных странных частиц).

Подставив $\langle n_{\Phi}^{V^0} \rangle$ из (4) в (3), мы получили

$$\rho = 0,18 \pm 0,06. \quad (5)$$

Во втором подходе, предложенном Сегалом³, использовалась множественность K^0 в области фрагментации тока ($z > 0,3$), которая выражается через ρ и интегралы функций фрагментации кварков различных типов в $K^0(\bar{K}^0)$ -мезоны, $D_q^{K^0+\bar{K}^0}(z)$, следующим образом:

$$\langle n_{HT}^{K^0, z > 0,3} \rangle = \rho D_s + 0,5(1-\rho)(D_u + D_d), \quad (6)$$

где $D_q = \int_{0,3}^1 D_q^{K^0+\bar{K}^0}(z) dz$. Доли НТ-взаимодействий на \bar{u} - и \bar{d} -кварках нуклона были положены одинаковыми и равными $0,5(1-\rho)$.

⁴ Средние W в образце ЗТ-событий с $x > 0,2$ и в образце НТ равнялись соответственно 5,5 и 5,9 ГэВ.

Измерение множественностей K^0 с $z > 0,3$ в наших $\bar{\nu}N$ - и νN -взаимодействиях ЗТ с $W > 3$ ГэВ и $x > 0,2$ позволило нам найти следующие комбинации интегралов функций фрагментации:

$$\langle n_{3T, \bar{\nu}}^{K^0, z > 0,3} \rangle = \cos^2 \theta_C D_d + \sin^2 \theta_C D_s = 0,082 \pm 0,016, \quad (7)$$

$$\langle n_{3T, \nu}^{K^0, z > 0,3} \rangle = \cos^2 \theta_C D_u + \sin^2 \theta_C D_c = 0,030 \pm 0,019. \quad (8)$$

Подставив (7) – (8) в (6), взяв $D_s = 0,48 \pm 0,10$ из ⁴ и предположив, что $D_c = D_s$, мы получили вторую оценку

$$\rho = 0,09 \pm 0,05. \quad (9)$$

Найденные значения ρ связаны следующим образом с величиной странного нейтрального тока $g_s^2 = s_L^2 + s_R^2$:

$$\rho = N_{HT}^s / N_{HT} = (1/\bar{R})(\sigma_{HT}^s / \sigma_{3T}) = (a/\bar{R})g_s^2 \alpha_s \bar{s}, \quad (10)$$

где σ_{HT}^s – сечение НТ-взаимодействий на странном море нуклона; σ_{3T} – сечение ЗТ-взаимодействий и \bar{R} – отношение сечений НТ- и ЗТ-взаимодействий на нуклоне. $\alpha_s \bar{s} = \int_0^1 x(s(x) + \bar{s}(x)) dx / \int_0^1 x(q(x) + \bar{q}(x)) dx$ – доля суммарного импульса всех (анти) кварков нуклона, приходящаяся на странное море. a – параметр, зависящий от $\alpha = \int_0^1 x(\bar{u}(x) + \bar{d}(x) + 2\bar{s}(x)) dx / \int_0^1 x(q(x) + \bar{q}(x)) dx$. Без учета обрезания на энергию и примеси нейтрино $a = 4/(1+2\alpha)$.

В наших экспериментальных условиях $\bar{R} = 0,41 \pm 0,04$ ¹ и $a = 3,6 \pm 0,1$. При вычислении a было использовано наше значение $\alpha = 0,131 \pm 0,010$ ^{1,5}.

Взяв для определения $\alpha_s \bar{s}$ результат группы CDHS $\beta = \int_0^1 x(s(x) + \bar{s}(x)) dx / \int_0^1 x(\bar{u}(x) + \bar{d}(x)) dx = 0,52 \pm 0,09$ ⁶, $\alpha_s \bar{s} = \alpha \beta / (1 + \beta) = 0,045 \pm 0,006$, мы получили две оценки величины g_s^2 :

$$g_s^2 = 0,45 \pm 0,17 \text{ из (5)} \quad \text{и} \quad g_s^2 = 0,22 \pm 0,12 \text{ из (9)}. \quad (11)$$

Усредненное по двум измерениям значение $\rho = 0,12 \pm 0,04$ дает $g_s^2 = 0,30 \pm 0,11$.

Найденные значения величины странного нейтрального тока согласуются с измерением группы CHARM $g_s^2 = 0,26 \pm 0,06$ ⁷ и с предсказанием стандартной модели электрослабых взаимодействий, в которой при $\sin^2 \theta_W = 0,23$ $g_s^2 = g_d^2 = d_L^2 + d_R^2 = 0,185$ ⁵.

В заключение мы выражаем благодарность нашим коллегам из ФНАЛ и Мичиганского университета за обработку и анализ части статистики данного эксперимента, а также благодарим технический и обслуживающий персонал наших институтов за помощь в проведении эксперимента.

Литература

1. Горичев П.А. и др. Препринт ИТЭФ-72, Москва, 1983; Аммосов В.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 99.
2. Ammosov V. et al. Nucl. Phys., 1980, B162, 205; Ammosov V.V. et al. Nucl. Phys., 1981, B177, 365.
3. Sehgal L.M. Preprint CERN/SPSC 78-153, SPSC/G 22, 1978.
4. Cohen I. et al. Phys. Rev. Lett., 1978, 40, 1614.
5. Ammosov V.V. et al. Nucl. Phys., 1982, B199, 399.
6. Abramowicz H. et al. Z. Phys., 1982, C15, 19.
7. Jonker M. et al. Phys. Lett., 1981, 102B, 67.

⁵ Если эту величину g_s^2 подставить в (10), то из усредненного значения ρ получаем $\alpha_s \bar{s} = 0,07 \pm 0,03$.