

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-87-3

Л.В.Сильвестров

**АНАЛИЗ ОБРАЗОВАНИЯ $\mu^+\mu^-$ ПАР
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ
С НЕЙТРАЛЬНЫМИ КАОНАМИ**

1987

Как было показано ранее ^{1,2/} в результате анализа информации, записанной в экспериментах по регенерации $K_L - K_S$ — мезонов на дейтерии на установке БИС ^{3/} получено указание на аномальное образование e^+e^- пар вне мишени, не объясняющееся известными фоновыми процессами. Ниже приведены результаты анализа $\mu^+\mu^-$ пар (в дальнейшем будем просто писать $\mu - \mu$ пары), зарегистрированных в этих же экспериментах.

Подробное описание установки, канала нейтральных частиц, детектора электронов (ДЭ) и мюонов (ДМ), программы геометрической реконструкции и процедуры идентификации мюонов содержится в работах ^{4-8/}. Регистрировались пары заряженных частиц, выходящих из одной точки распадного объема, в частности, распады $K_{S,L}$ -мезонов с двумя заряженными частицами в конечном состоянии.

Для целей данного анализа была заново обработана информация, записанная на лентах суммарных результатов. Отбирались события, в которых либо одна, либо обе заряженные частицы идентифицировались как мюоны. При отборе накладывались ограничения на геометрические размеры элементов установки, в частности ДМ, и на импульсы частиц (от 6 до 26 ГэВ/с). Анализ включал следующие этапы.

1. Изучались процессы, которые составляют основной фон при регистрации $\mu - \mu$ пар. К ним относятся пары с одним мюоном, в которых вторая частица неправильно идентифицируется тоже как мюон. Большая часть событий с одним мюоном относится к распадам $K_{\mu 3} \rightarrow \pi^+ \mu^\pm \nu$. Критерии выделения этих распадов, сравнение с моделированными событиями и результаты исследования матричного элемента приведены в ^{9,10/}. Остальная часть одномюонных событий возникает за счет адронных пар h^+h^- , рождающихся в неупругих взаимодействиях нейтронов пучка с газообразным гелием в распадном объеме: $n + He$. Один из адронных пар может вызвать срабатывание счетчиков ДМ либо за счет неполного поглощения ядерного ливня в железном фильтре, либо за счет распада пионов, составляющих основную компоненту h^+h^- пар, по схеме $\pi \rightarrow \mu \nu$. Далее будем обозначать события с одним мюоном как $\pi - \mu$ пары.

В экспериментах было зарегистрировано ≈ 78000 $\pi - \mu$ пар, из них по кинематическим критериям выделено ≈ 67000 $K_{\mu 3}$ распадов, остальные события относятся к h^+h^- парам. Число событий, в которых обе частицы идентифицированы как мюоны, равно $N(\mu\mu) = 1362$, что составляет по отношению к $\pi - \mu$ парам долю $Q = (1,74 \pm 0,05)\%$.

Неправильная идентификация второй частицы в $\pi - \mu$ парах как мюона происходит за счет описанных выше процессов: неполного поглощения ливня в железном фильтре и распада на легу $\pi \rightarrow \mu \nu$. Первый

из этих процессов изучался экспериментально. Для этого использовалась информация от детектора электронов, который состоял из чередующихся слоев свинца и скintиллятора и помещался непосредственно перед ДМ. Отбирались события, когда амплитуда сигнала ДЭ соответствовала развитию в нем ядерного ливня и при этом происходило срабатывание счетчиков мюонного годоскопа. Доля таких событий по отношению к полному числу прошедших через ДЭ адронов составила $(0,83 \pm 0,07)\%$. Второй процесс моделировался по программе ТВИСТ^{11/} с последующим восстановлением треков по программе геометрической реконструкции, и его вклад найден равным $(0,75 \pm 0,02)\%$. Суммарный вклад обоих процессов составляет $(1,68 \pm 0,07)\%$, что согласуется в пределах ошибок с приведенной выше величиной Q .

Если зарегистрированные установкой $\mu\text{-}\mu$ пары целиком обусловлены перечисленными фоновыми процессами, их геометрические и кинематические распределения должны совпадать при одинаковой нормировке с соответствующими распределениями для $\pi\text{-}\mu$ пар, в частности, должны совпадать распределения инвариантных масс $M(\mu\mu)$ и $M(\pi\mu)$, в предположении, что пион имеет массу покоя мюона (в дальнейшем, говоря о распределении $M(\pi\mu)$, мы всегда будем иметь в виду это условие).

На рис.1а показаны результаты сравнения распределений $M(\mu\mu)$ (гистограмма) и $M(\pi\mu)$, нормированного на полное число $\mu\text{-}\mu$ пар (точки). Видно, что между ними наблюдается расхождение: недостаток $\mu\text{-}\mu$ пар по отношению к фону в правой части распределения и избыток в левой части. Это можно объяснить либо тем, что имеется механизм, который приводит к поглощению $\mu\text{-}\mu$ пар в области больших масс $M(\mu\mu)$, что трудно обосновать, либо тем, что имеется дополнительный источник $\mu\text{-}\mu$ пар в области меньших масс $M(\mu\mu)$. В последнем случае наблюдаемое распределение $M(\mu\mu)$ следует рассматривать как суперпозицию двух разных распределений, одно из которых относится к фону от $\pi\text{-}\mu$ пар, а второе имеет нефоновое происхождение. Для того чтобы выделить нефоновые (избыточные) $\mu\text{-}\mu$ пары, применялась стандартная процедура: фоновая кривая совмещалась методом минимума χ^2 с экспериментальными данными в тех бинах, где не наблюдается избыточных пар (см. рисунок), а затем строилась разность между гистограммой и этой кривой (рис.1б). Поскольку в данном случае вид фоновой кривой заранее известен, то свободным параметром при аппроксимации являлся коэффициент нормировки. Если при нормировке на полное число $\mu\text{-}\mu$ пар обозначить его как K_0 , тогда приведенная кривая соответствует значению $K_1 \approx 0,9 K_0$ (практически это соответствует нормировке фоновой кривой по правой части гистограммы, считая от максимума). Значения $\chi^2/\text{ст.св.}$ для приведенных коэффициентов нормировки составляют 1,5 и 0,56, что дает уровень достоверности (у.д.) соответствующих гипотез 15% и 80%. Заметим, что термин "уровень достоверности" имеет различный смысл для разных распределений случайных величин и носит характер соглашения.

2

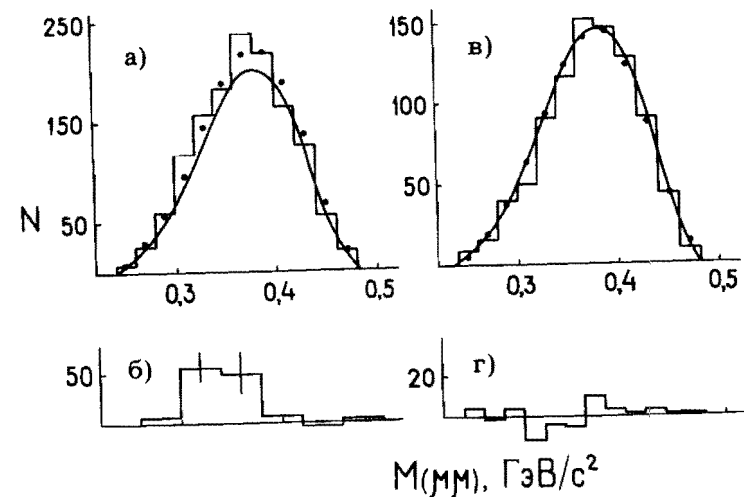


Рис.1. а) Гистограмма — распределение инвариантных масс $\mu^+\mu^-$ пар (эксперимент). Точками обозначено распределение инвариантных масс $\pi\text{-}\mu$ пар (в предположении, что пион имеет массу покоя мюона), нормированное на полное число $\mu\text{-}\mu$ пар. Кривая — это же распределение, нормированное по правой части гистограммы. б) Разность между гистограммой и кривой. в) и г) То же для моделированных событий. Ширина бина для б) 0,04 ГэВ/с², в остальных случаях 0,02 ГэВ/с².

Распределение инвариантных масс избыточных $\mu\text{-}\mu$ пар ограничено величиной $M(\mu\mu) \leq 0,38 \text{ ГэВ/с}^2$ (левая граница массового спектра определяется эффективностью регистрации пар установкой), а их число составляет $N(\Delta\mu\mu) = 109 \pm 28$, то есть соответствует уровню превышения сигнала над фоном на $3,8\sigma$. Приведенные данные можно рассматривать как качественную картину образования избыточных $\mu\text{-}\mu$ пар по отношению к фону.

2. С целью проверки того, что наблюдаемое расхождение между инвариантными массами $\mu\text{-}\mu$ и $\pi\text{-}\mu$ пар не вызывается какой-либо выборкой при регистрации их установкой, было проведено моделирование таких пар в предположении, что все $\mu\text{-}\mu$ пары являются результатом неправильной идентификации пионов в $\pi\text{-}\mu$ парах. Для этого:

а) моделировались распады $K_{\mu 3} \rightarrow \pi^{\pm}\mu^{\pm}\nu$ с учетом реальных условий эксперимента: измеренного импульсного спектра K_L -мезонов, кулоновского рассеяния заряженных частиц в веществе установки, пространственного разрешения и эффективности срабатывания проводочных искровых камер, входящих в установку /9/;

б) определялась экспериментальная зависимость коэффициента неправильной идентификации пионов в $\pi\text{-}\mu$ парах от их импульса $Q(P)$,

3

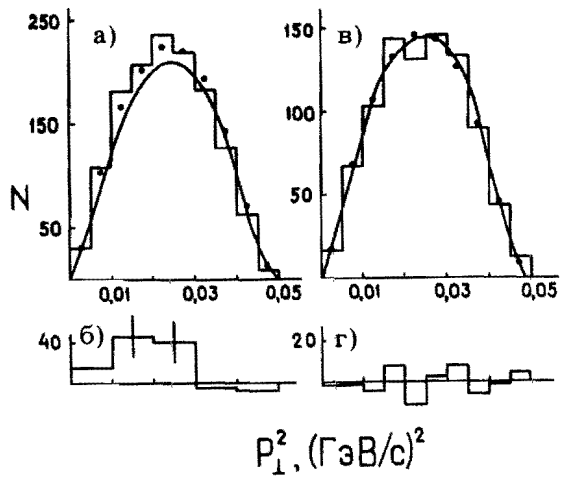


Рис.2. Распределение по квадрату поперечного импульса P_{\perp}^2 частиц в паре. Обозначения те же, что на рис.1.

и затем пионам от моделированных $K_{\mu 3}$ распадов присваивалась метка мюона с весом $Q(P)^*$;

в) моделированные таким образом $\mu-\mu$ и $\pi-\mu$ пары обрабатывались по тем же программам, что и экспериментальные события.

На рис.1в приведены распределения $M(\mu\mu)$ (гистограмма) и $M(\pi\mu)$ (кривая) для моделированных событий. Точки обозначают то же, что на рис.1а — экспериментальное распределение $M(\pi\mu)$, нормированное на число моделированных $\pi-\mu$ пар. Их согласие с кривой свидетельствует о корректности процедуры моделирования. Распределения инвариантных масс моделированных $\mu-\mu$ и $\pi-\mu$ пар согласуются в пределах ошибок. Значение $\chi^2/\text{ст.св.} = 0,53$, что соответствует у.д. 85%. На рис.1г приведено распределение разности между гистограммой и кривой, не показывающее какого-либо избытка моделированных $\mu-\mu$ пар по отношению к фону. Эти результаты свидетельствуют о том, что наблюдаемые в эксперименте избыточные $\mu-\mu$ пары не обуславливаются методическими эффектами.

На рис.2 приведены распределения по квадрату поперечного импульса частиц пары P_{\perp}^2 для экспериментальных и моделированных событий. Обозначения, а также процедура нормировки и вычитания фоновой кривой принимались такими же, как и при сравнении инвариантных масс $\mu-\mu$ и $\pi-\mu$ пар. Видно, что имеется избыток $\mu-\mu$ пар в области малых P_{\perp}^2 для экспериментальных событий и отсутствует для моделированных. Поскольку существует корреляция между инвариантной массой и величиной P_{\perp}^2 , приведенные данные нужно рассматривать как дополнительную проверку того, что наличие избыточных пар не обуславливается какими-либо расчетными ошибками.

* Как показано ниже (см. рис.3), для h^+h^- пар распределение инвариантных масс в предположении, что обе частицы имеют массы покоя мюонов, практически не отличается от аналогичного распределения для $K_{\mu 3}$ распадов, поэтому данная процедура моделирования справедлива и для этих пар.

3. Использовалась информация о зарегистрированных $e^{\pm}\mu^{\mp}$ парах. Эти пары возникают как фоновый процесс, когда в распадах $K_{\mu 3}$ пион идентифицируется как электрон, а в распадах $K_{e 3} \rightarrow \pi^{\pm}e^{\mp}\nu$ пион идентифицируется как мюон.* Если все зарегистрированные установки e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ и $e^{\pm}\mu^{\mp}$ пары относятся к неправильно идентифицированным пионам, тогда расчетное число $e^{\pm}\mu^{\mp}$ пар будет определяться соотношением

$$N(e\mu)_1 = N(\pi\mu) \frac{N(ee)}{N(\pi e)} + N(\pi e) \frac{N(\mu\mu)}{N(\pi\mu)} \quad (1)$$

Здесь N обозначает число событий указанного типа.

Отбирались события, в которых каждая частица пары попадала в апертуру ДЭ и ДМ, и для них проводился расчет числа $N(e\mu)_1$. Было найдено, что оно превышает число зарегистрированных пар $N(e\mu)_{\text{экс}}$: $N(e\mu)_1 - N(e\mu)_{\text{экс}} = 205 \pm 46$. (Отклонение находится на уровне $4,5\sigma$, у.д. $1,5 \cdot 10^{-5}$). Это расхождение можно объяснить тем, что (как и в п.1) часть $e-e$ и $\mu-\mu$ пар не относится к фону от $\pi-\mu$ и $\pi-e$ пар. Тогда соотношение (1) может быть переписано в виде:

$$N(e\mu)_2 = N(\pi\mu) \frac{N(ee - N(\Delta ee))}{N(\pi e)} + N(\pi e) \frac{N(\mu\mu) - N(\Delta\mu\mu)}{N(\pi\mu)} \quad (2)$$

Подставляя сюда число $N(\Delta ee)$ (см. /1/) и $N(\Delta\mu\mu)$ с учетом попадания частиц в ДЭ и ДМ, получим $N(e\mu)_2 - N(e\mu)_{\text{экс}} = 74 \pm 44$ (отклонение на уровне $1,7\sigma$, у.д. 10%). Расчет числа $e-\mu$ пар $N(e\mu)_3$, сделанный без поправки на число $N(\Delta\mu\mu)$, дает разность $N(e\mu)_3 - N(e\mu)_{\text{экс}} = 125 \pm 50$ (отклонение на $2,5\sigma$ у.д. 1%).

Таким образом, предположение об отсутствии избыточных $\mu-\mu$ пар в данных расчетах уменьшает у.д. на порядок. Поскольку этот метод дает независимую проверку наблюдаемого эффекта, в итоге у.д. для нулевой гипотезы составит 1,5%.

4. Оценивался вклад в наблюдаемый избыток $\mu-\mu$ пар от других источников фона. К ним относятся:

а) конверсия фотонов в веществе установки с образованием $\mu-\mu$ пары. В работе /2/ были подробно рассмотрены процессы рождения π^0 -мезонов с дальнейшей конверсией распадных фотонов на e^+e^- пары, регистрируемые установкой. Вклад таких событий составил ≤ 1 . Вероятность конверсии фотона в кулоновском поле ядра на e^+e^- или $\mu^+\mu^-$ пару пропорциональна квадрату отношения масс лептонов $(M_e/M_{\mu})^2$, поэтому вклад конверсионных $\mu-\mu$ пар будет пренебрежимо мал. Заметим, что фотоны от мишени ускорителя убирались из пучка нейтральных частиц с помощью свинцового фильтра и расположенного за ним отклоняющего магнита.

* Сюда относятся также h^+h^- пары, в которых один из адронов идентифицируется как электрон, а второй как мюон.

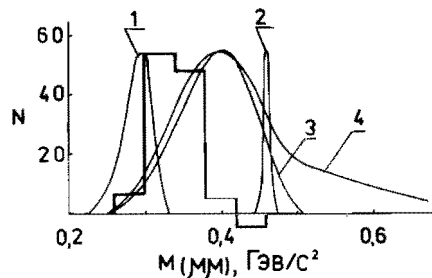


Рис.3. Гистограмма — распределение инвариантных масс избыточных $\mu-\mu$ пар. Кривые — распределения инвариантных масс пар заряженных частиц в предположении, что они имеют массы покоя мюонов, для случаев: 1 — $K\pi^3$ распадов, 2 — $K\pi^2$ распадов, 3 — $K\mu^3$ распадов, 4 — h^+h^- пар от взаимодействий $p+He$. Все кривые нормированы на максимум гистограммы.

б) Распады K_L -мезонов с образованием $\mu-\mu$ пар и нейтральных частиц в конечном состоянии. Согласно^{12/} относительные вероятности распадов $B_1 = \Gamma(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma) / \Gamma(K_L)_{\text{все}} = (2,8 \pm 2,8) \cdot 10^{-7}$ и $B_2 = \Gamma(K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^0) / \Gamma(K_L)_{\text{все}} < 1,2 \cdot 10^{-6}$. Эффективность регистрации $\mu-\mu$ пар из этих распадов, полученная путем моделирования, составляет $\eta(B_1) = 1,7\%$, $\eta(B_2) = 0,8\%$ и $\eta(K_{\mu^3}) = 2,2\%$. Используя приведенное выше число K_{μ^3} распадов, получим вклад $\mu-\mu$ пар $N(\mu\mu) \leq 0,15$.

в) Распады $K_{\pi^2} \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_{\pi^3} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, в которых оба заряженных пиона ошибочно идентифицируются как мюоны.

Исходя из числа зарегистрированных в эксперименте распадов $N(K_{\pi^2}) \approx 10^4$ и $N(K_{\pi^3}) \approx 1,3 \cdot 10^4$ и приведенной выше величины Q , получим число $\mu-\mu$ пар от этих распадов 3,2 и 4,0 соответственно. На рис.3 показано распределение инвариантных масс заряженных частиц от распадов K_{π^3} и K_{π^2} , в предположении, что они имеют массы покоя мюонов (кривые 1,2), вместе с наблюдаемым распределением $M(\Delta\mu\mu)$ для избыточных пар. Из рисунка видно, что вклад в эту область масс дают только K_{π^3} распады.

г) Пары h^+h^- от взаимодействий $p+He$, в которых оба адрона ошибочно идентифицируются как мюоны. На рис.3 кривые 3 и 4 показывают распределение инвариантных масс пар заряженных частиц от K_{μ^3} распадов и взаимодействий $p+He$ в предположении, что обе частицы имеют массы покоя мюонов. При массах $M(\mu\mu) \leq 0,45$ ГэВ/с² кривые практически не различаются, поэтому в описанной выше процедуре вычитания фоновой кривой из экспериментального распределения $M(\mu\mu)$ вклад h^+h^- пар учитывался вместе с вкладом от K_{μ^3} распадов.

д) Прямое рождение $\mu-\mu$ пар в неупругих взаимодействиях $p+He$. Из экспериментов известны следующие характеристики рождения прямых $\mu-\mu$ пар^{13/}

— распределение инвариантных масс для большей части таких пар лежит в области 0,3-0,6 ГэВ/с² и имеет вид спадающей кривой.

— распределения по продольным и поперечным импульсам $\mu-\mu$ пар не отличаются от аналогичных распределений пар $\pi^+\pi^-$ мезонов из этих же взаимодействий, а отношение числа этих пар составляет $R = N(\mu\mu) / N(\pi^+\pi^-) = (4,4 \pm 1,7) \cdot 10^{-5}$. В это отношение входит также вклад $\mu-\mu$ пар от распадов $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^0$ и $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$. Исходя из числа

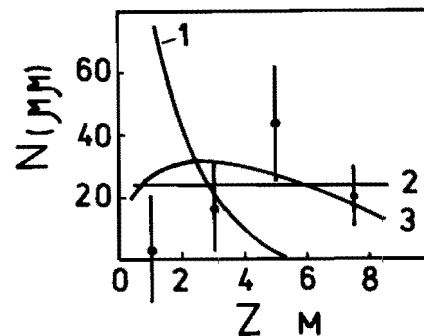


Рис.4. Точки — распределение Z-координат вершин для избыточных $\mu-\mu$ пар. Кривые — те же распределения для моделированных пар от распадов K_S -мезонов (1), K_L -мезонов (3) и h^+h^- пар от взаимодействий $p+He$ (2).

зарегистрированных в эксперименте h^+h^- пар ($\approx 7,6 \cdot 10^4$) и предполагая, что все они относятся к пионам, получим вклад прямых $\mu-\mu$ пар $N(\mu\mu) \leq 5$. Оценки, сделанные на основании измеренных сечений рождения прямых $\mu-\mu$ пар, не превышают этой величины.

Суммарный вклад от рассмотренных фоновых процессов в наблюдаемое число избыточных $\mu-\mu$ пар составит $N(\mu\mu)_{\text{ф}} \leq 9$ или 7,4% от наблюдаемого эффекта. За вычетом этого вклада число избыточных $\mu-\mu$ пар будет равно $N(\Delta\mu\mu) = 100 \pm 28$.

5. Строилось распределение Z-координат вершин избыточных пар вдоль распадного объема (рис.4). Оно было получено описанным выше методом сравнения инвариантных масс $M(\mu\mu)$ и $M(\pi\mu)$ для каждого интервала $\Delta Z = 2$ м. Кривые на этом рисунке показывают аналогичные распределения для моделированных $\mu-\mu$ пар, полученные в предположении, что эти пары относятся либо к распадам K_S -мезонов, (кривая 1), либо к распадам K_L -мезонов (кривая 3). Кривая 2 относится к h^+h^- парам от неупругих взаимодействий нейтронов с гелием. Экспериментальные точки в пределах ошибок согласуются с кривыми 2 и 3. Поскольку выше было показано, что вклад $\mu-\mu$ пар от неупругих взаимодействий нейтронов не превышает 5 событий, остается предположить, что избыточные $\mu-\mu$ пары относятся либо к распаду новой долгоживущей частицы, либо к не наблюдававшемуся ранее распаду K_L -мезонов. Для оценки относительной вероятности последнего проводилось моделирование нескольких схем таких распадов с образованием $\mu-\mu$ пар и нейтральных нерегистрируемых частиц в конечном состоянии. Предполагалось, что в промежуточном состоянии могут возникать как заряженные, так и нейтральные частицы (ненулевой массы), существование которых предсказывается в современных гипотезах^{14/}.

Результаты моделирования для трех предполагаемых схем распадов K_L -мезонов приведены в таблице. В ней символом X обозначены промежуточные частицы, $M(X)$ - их массы, π_0 - нейтральные безмассовые частицы. При моделировании требовалось, чтобы распределение инвариантных масс $\mu-\mu$ пар согласовывалось с наблюдаемым распределением $M(\mu\mu)$ для избыточных пар. Это достигалось подбором масс $M(X)$. На рис.5 гистограмма показывает распределение масс для избыточных пар, кривые дают аналогичные распределения моделирован-

Таблица

№	Мода	$M(X)$ ГэВ/с ²	$\eta(\mu\mu)$ %	$B \cdot 10^{-3}$
1	$K_L \rightarrow X^0 + n_0 \rightarrow (\mu^+ \mu^- n_0) + n_0$	0,38	0,9	$0,87 \pm 0,23$
2	$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- + X^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- + (n \cdot n_0)$	0,11	1,2	$0,63 \pm 0,17$
3	$K_L \rightarrow X^+ + X^- \rightarrow (\mu^+ n_0) + (\mu^- n_0)$	0,20	1,0	$0,75 \pm 0,20$

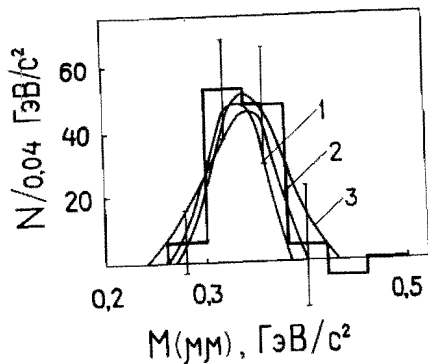


Рис.5. Гистограмма — распределение инвариантных масс для избыточных $\mu-\mu$ пар. Кривые — те же распределения для моделированных $\mu-\mu$ пар из распадов (1)-(3) (см.таблицу).

ных $\mu-\mu$ пар от распадов (1)-(3) при значениях $M(X)$, указанных в таблице. В ней также приведена эффективность регистрации $\mu-\mu$ пар установкой $\eta(\mu\mu)$ и относительная вероятность распадов B , которая рассчитывалась из соотношения

$$B(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- + \dots) = \frac{N(\Delta\mu\mu) \eta(K_{\mu 3}) B(K_{\mu 3})}{N(K_{\mu 3}) \eta(\mu\mu)}$$

Здесь $B(K_{\mu 3})$ — относительная вероятность $K_{\mu 3}$ -распадов (0,271). Как показано в п.2, б, прямые измерения распадов $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ и $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \pi^0$ дают их относительную вероятность $< 10^{-6}$, поэтому обозначение n_0 в таблице должно относиться к частицам неэлектромагнитной природы.

Из таблицы следует, что величина B слабо зависит от конкретной схемы распада и для разных схем различается не больше, чем на одну стандартную ошибку измерения. Приведенные значения B не противостоят имеющейся неопределенности в измерении парциальных шириин основных мод распада K_L -мезона, абсолютная величина которой составляет $\Delta\Gamma(K_L) / \Gamma(K_L)_{\text{все}} = (2,1 \pm 8,6)\% ^{12/}$.

Распределение инвариантных масс моделированных $\mu-\mu$ пар согласуется также с наблюдаемым распределением $M(\Delta\mu\mu)$ для избыточных пар, если предположить, что их источником является нейтральная долгоживущая частица, распадающаяся на мюонную пару и одну или несколько нерегистрируемых нейтральных безмассовых частиц.

Приведенные аргументы не дают возможности установить конкретный механизм образования неоновых $\mu-\mu$ пар. Для этого нужно привлечь данные других экспериментальных и теоретических работ, что выходит за рамки этой статьи. В связи с этим укажем на работу^{15/}, где изучалось прямое рождение $\mu-\mu$ пар в $\pi-p$ взаимодействиях. На основании анализа недостающих масс авторы делают вывод, что anomalous рождение $\mu-\mu$ пар, превышающее фон от распадов известных мезонов, наблюдается только в том случае, если оно сопровождается испусканием двух или больше нейтральных нерегистрируемых частиц. Не исключено, что имеется общий механизм образования anomalous $\mu-\mu$ пар в адронных взаимодействиях и в описанных выше экспериментах.

Результаты вышеизложенного анализа позволяют сделать следующее заключение: в экспериментах по регенерации K_L-K_S -мезонов на дейтерии на установке БИС получено указание на anomalous рождение $\mu^+ \mu^-$ пар вне мишени, не объясняющееся известными фоновыми процессами. Результаты моделирования согласуются с предположением, что при этом образуется одна или больше нейтральных нерегистрируемых частиц. Если считать, что источником таких пар являются распады K_L -мезонов, их относительная вероятность имеет величину $(0,6 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}$.

Автор приносит благодарность А.М.Балдину за полезные обсуждения, Г.Г.Тахтамышеву за помощь в моделировании, а также коллективу сотрудничества БИС за предоставление первичной информации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сильвестров Л.В. — В сб. Краткие сообщения ОИЯИ, 14-86. Дубна: ОИЯИ, 1986, с.9.
2. Сильвестров Л.В., Тахтамышев Г.Г. ОИЯИ P1-86-87, Дубна, 1986.
3. Альбрехт К.Ф. и др. — ЯФ, 1978, 27, с.369.
4. Бирулев В.К. и др., ОИЯИ 1-7307, Дубна, 1973.
5. Басиладзе С.Г. и др. ОИЯИ P1-5361, Дубна, 1970.
6. Альбрехт К.Ф. и др. ОИЯИ 1-7305, Дубна, 1973.
7. Вестергомби Д. и др. ОИЯИ, P10-7284, Дубна, 1973.
8. Вовенко А.С. и др. ОИЯИ 10-9909, Дубна, 1976.
9. Генчев В.И. и др. ОИЯИ P1-9032, Дубна, 1975.
10. Бирулев В.К. и др. ОИЯИ P1-12897, Дубна, 1979; ЯФ, 1980, 31, с.1204.
11. Тахтамышев Г.Г. ОИЯИ 1-80-640, Дубна, 1980.

12. Rev of Part. Prop., Phys. Lett., 1986, 170B.
13. Haber B. et al. — Phys. Rev., 1980, D22, p.2107.
14. Jamada S. In: Proc. of the 1983 Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies. New York, 1983, p.525.
15. Bunnell K. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, 40, p.136.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XП Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Рукопись поступила в издательский отдел
5 января 1987 года.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Сильвестров Л.В.

P1-87-3

Анализ образования $\mu^+\mu^-$ пар в экспериментах с нейтральными каонами

В результате анализа информации, записанной на установке БИС в экспериментах с нейтральными каонами, получено указание на аномальное рождение $\mu^+\mu^-$ пар вне мишени, не объясняющееся известными фоновыми процессами. Инвариантные массы пар ограничены величиной $M(\mu\mu) \lesssim 0,38 \text{ ГэВ}/c^2$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Silvestrov L.V.

P1-87-3

Analysis of $\mu^+\mu^-$ Pair Production in Experiments with Neutral Kaons

The indication on the anomalous production of $\mu^+\mu^-$ pairs beyond the target which could not be explained by the known background processes is obtained as a result of the analysis of the data registered on the BIS spectrometer in the experiment with neutral kaons. The invariant masses of these pairs are limited by the $M(\mu\mu) \lesssim 0.38 \text{ GeV}/c^2$.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987