

АНАЛИЗ ОБРАЗОВАНИЯ e^+e^- -ПАР
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С НЕЙТРАЛЬНЫМИ КАОНАМИ

Л.В.Сильвестров

В результате анализа информации, записанной во время проведения экспериментов с нейтральными каонами на установке БИС, обнаружено аномальное образование e^+e^- -пар в распадном объеме, которое не объясняется известными фоновыми процессами. Инвариантные массы наблюдаемых пар ограничены величиной $M(ee) \leq 320-340$ МэВ/с². Наиболее вероятной является гипотеза о том, что эти пары относятся к не наблюдавшемуся ранее распаду K_L -мезонов. Его относительная вероятность составляет $(2-4) \cdot 10^{-3}$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Analysis of e^+e^- Pair Production
In Experiments with Neutral Kaons

L.V.Silvestrov

The anomalous production of e^+e^- pairs beyond the target which could not be explained by the known background processes has been found as a result of the analysis of data registered on the BIS spectrometer in the experiment with neutral kaons. The invariant masses of observed pairs are limited by the $M(ee) \leq 320-340$ MeV/c² value. The most probable hypothesis is that the pairs could be applied to unobserved decay of K -mesons. Its branching ratio is equal to $(2-4) \cdot 10^{-3}$.

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

В настоящее время имеется ряд гипотез, предсказывающих существование легких частиц, которые могут проявиться в распадах каонов^{/1/}.

В настоящей работе проводится анализ образования e^+e^- -пар /в дальнейшем будем просто писать $e-e$ пары/, зарегистрированных искровым спектрометром БИС в ходе проведения эксперимента по регенерации K_L-K_S -мезонов на дейтерии^{/2/}. Предположительно эти пары могли образоваться

в распадах

$K_{S,L} \rightarrow e^+ e^- +$ нейтральные частицы.

/1/

Подробное описание спектрометра, канала нейтральных частиц, детекторов лептонов, а также программы геометрической реконструкции содержится в работах^{/3-7/}. Регистрировались распады $K_{S,L}$ -мезонов в распадном объеме с двумя заряженными частицами в конечном состоянии.

Для целей данного анализа была заново обработана информация, содержащаяся на лентах суммарных результатов /ЛСР/. На лентах были записаны параметры треков, амплитуды сигналов детектора электронов /ДЭ/, метки срабатывания сцинтилляционных годоскопов и мюонных счетчиков и служебная информация. Программа геометрической реконструкции восстанавливала такие события, когда имелась пара заряженных частиц, выходящих из одной точки распадного объема. При отборе событий накладывались ограничения на геометрические размеры элементов установки, в том числе на размеры детекторов электронов и мюонов и на импульсы частиц пары. Верхняя граница импульсного интервала была выбрана равной 15 ГэВ/с, так как выше этого значения пары практически не наблюдались. Нижняя граница равнялась 7 ГэВ/с и определялась импульсным спектром K_L -мезонов.

Процедура идентификации электронов была обычной для ливневых детекторов: вычислялось отношение амплитуды сигнала ФЭУ к ее значению, полученному при калибровке детектора электронами известных энергий $\delta A = A/A(E)^{1/8}$. Распределение величины δA для электронов из распадов $K_{e3} \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$ показано на рис.1. Частица считалась электроном, если ее трек попадал в соответствующее плечо ДЭ и величина δA находилась не дальше чем на две стандартные ошибки от центра распределения. Соответствующая граница идентификации обозначена на рисунке цифрой 1. Применялся также более жесткий критерий, когда граница идентификации выбиралась на расстоянии приблизительно одной стандартной ошибки от центра /обозначена на рисунке цифрой 2/. Будем называть эти критерии идентификации e_1 и e_2 .

Основным фоновым процессом по отношению к изучаемому является распад K_{e3} , когда пион ошибочно идентифицируется как электрон. На рис.1 пунктирная гистограмма показывает распределение δA для случая, когда через данное плечо ДЭ прошел пион от K_{e3} -распада /точнее говоря, когда в противоположном плече прошел электрон/. Пара $e^- e^-$ будет имитироваться, если в одном плече прошел электрон, а во втором - пион, вызвавший ядерно-электромагнитный ливень, выделение энергии от которого сравнимо с выделением энер-

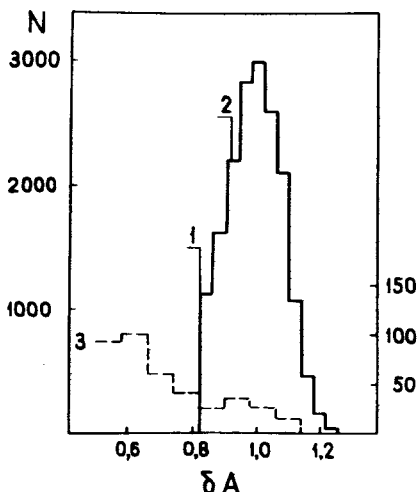


Рис.1. Спектр относительных амплитуд $\delta A = A/A(E)$ сигналов от детектора электронов. Сплошная гистограмма соответствует прохождению в данном плече электронов. Цифрами 1 и 2 обозначены границы идентификации электронов e_1 и e_2 . Пунктирная гистограмма соответствует прохождению π^\pm -мезонов. Для наглядности масштаб пунктирной гистограммы увеличен и приведен справа.

гии от электрона /часть пунктирной гистограммы правее границы идентификации электрона/. На рисунке видно, что число фоновых $e-e$ пар зависит от границы идентификации: с перемещением границы вправо доля фона уменьшается.

Анализ проводился в несколько этапов.

1. Сравнивались распределения инвариантных масс $e-e$ пар $M(ee)$ с распределением инвариантных масс пар заряженных частиц от K_{e3} -распадов $M(K_{e3})$ в предположении, что пион имеет массу электрона. В дальнейшем, говоря о распределении $M(K_{e3})$, мы всегда будем иметь в виду это условие. Если $e-e$ пары целиком обусловлены фоном от K_{e3} -распадов, оба распределения должны совпадать при соответствующей нормировке. Для проверки этого утверждения было проведено моделирование фоновых $e-e$ пар по следующей методике:

- Экспериментальное распределение δA , показанное на рис.1, было построено для каждого интервала импульсов частиц $\Delta P = 1$ ГэВ/с.

- В этом интервале ΔP подсчитывалось число событий под пунктирной кривой правее границ 1 или 2 для каждого плеча ДЭ и определялась их доля /вес/ по отношению к числу электронов. Суммарное число таких событий для всех интервалов ΔP было равно числу зарегистрированных $e-e$ пар.

- Использовались моделированные K_{e3} -распады, записанные на отдельных магнитных лентах. Пионам от этих распадов, попавшим в заданный интервал ΔP , присваивалась метка электрона с соответствующим весом. Моделированные таким образом $e-e$ пары в дальнейшем анализировались по тем же программам, что и экспериментальные события. На

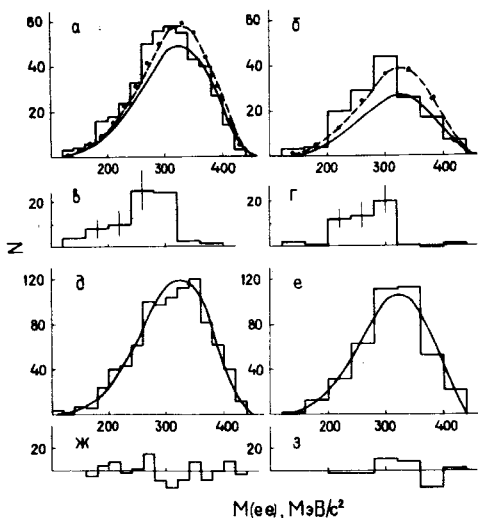


Рис.2. а - Гистограмма - распределение инвариантных масс e^+e^- -пар для критерия идентификации e1. Пунктирная кривая - распределение инвариантных масс пар заряженных частиц из K_{e3} -распадов /в предположении, что пион имеет массу электрона/, нормированное на полное число e^+e^- -пар. Точки относятся к моделированным K_{e3} -распадам. Сплошная кривая - это же распределение, нормированное по правой части гистограммы. б - Те же распределения для критерия идентификации e2. д, е - Те же распределения для моделированных событий. В данном случае кривые при обоих способах нормировки совпадают. в, г, ж, з - Разность между гистограммой и сплошной кривой. Ширина бина для а, д и ж -- $20 \text{ МэВ}/c^2$, для остальных распределений $40 \text{ МэВ}/c^2$.

а - Гистограмма - распределение инвариантных масс e^+e^- -пар для критерия идентификации e1. Пунктирная кривая - распределение инвариантных масс пар заряженных частиц из K_{e3} -распадов /в предположении, что пион имеет массу электрона/, нормированное на полное число e^+e^- -пар. Точки относятся к моделированным K_{e3} -распадам. Сплошная кривая - это же распределение, нормированное по правой части гистограммы. б - Те же распределения для критерия идентификации e2. д, е - Те же распределения для моделированных событий. В данном случае кривые при обоих способах нормировки совпадают. в, г, ж, з - Разность между гистограммой и сплошной кривой. Ширина бина для а, д и ж -- $20 \text{ МэВ}/c^2$, для остальных распределений $40 \text{ МэВ}/c^2$.

рис.2 приведены распределения $M(ee)$ /гистограммы/ и $M(K_{e3})$ /кривые/ как для экспериментальных, так и для моделированных событий. Видно, что для моделированных событий распределения $M(ee)$ и $M(K_{e3})$ совпадают в пределах ошибок, в то время как для экспериментальных событий между этими распределениями наблюдается расхождение: недостаток $e-e$ пар по отношению к фоновой кривой в правой части распределения и избыток $e-e$ пар в левой части. Такая картина соответствует тому, что наблюдаемое распределение $M(ee)$ является суперпозицией двух распределений: одно из них относится к фону от K_{e3} -распадов, а второе относится к $e-e$ парам, имеющим нефоновое происхождение и значение $M(ee)$ в области меньших масс. Для того чтобы выделить события, относящиеся к нефоновым /избыточным/ $e-e$ парам, применялась общепринятая в таких случаях процедура: фоновая кривая нормировалась так, чтобы она наилучшим образом согласовывалась с экспериментальными точками в тех бинах, где не наблюдается избыточных пар, и затем строилась разность между наблюдаемым распределением $M(ee)$ и этой кривой. В данном случае это соответствует нормировке распределения $M(K_{e3})$ по правой части распределения $M(ee)$, если считать от максимума /сплошная кривая на рис.2а,б/. Разность между гистограммой и этой

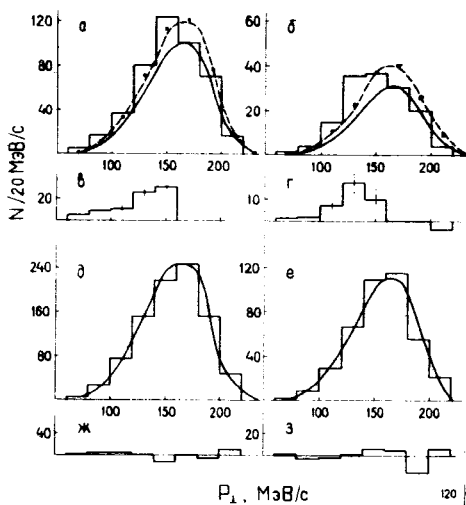
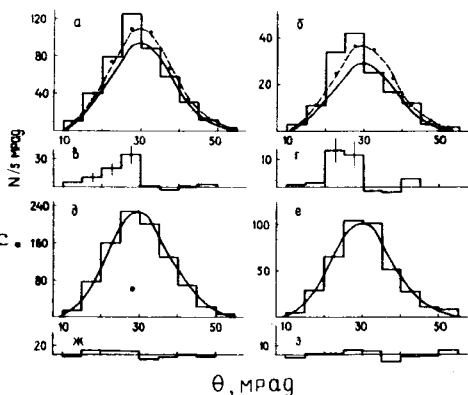


Рис.3. Распределение поперечных импульсов P_{\perp} для e^+e^- -пар /гистограммы/ и K_{e3} -распадов /кривые/. Обозначения те же, что на рис.2.

Рис.4. Распределение углов разлета θ частиц в л.с. для e^+e^- -пар /гистограммы/ и K_{e3} -распадов /кривые/. Обозначения те же, что на рис.2.



кривой показана на рис.2в,г. Распределение $M(ee)$ для избыточных пар достаточно хорошо согласуется при обоих критериях идентификации, а число таких событий выходит за четырехкратную ошибку. Для сравнения на рис.2ж,з приведены соответствующие распределения для моделированных событий, не показывающие какого-либо избытка $e-e$ пар по отношению к фону.

2. Кроме распределений по инвариантным массам проводилось сравнение других кинематических и геометрических распределений для $e-e$ пар и K_{e3} -распадов.

На рис.3 приведены распределения по поперечному импульсу P_{\perp} каждой частицы в паре. Обозначения, процедура нормировки и вычитания фоновой кривой принимались такими же, как и в предыдущем случае. Видно, что имеется избыток $e-e$ пар в области малых P_{\perp} для экспериментальных событий и отсутствует для моделированных. Та же картина наблюдается и для углов разлета θ частиц в л.с.

/рис.4/: избыток e^-e^- пар в области малых θ в экспериментальных событиях и отсутствие избытка в моделированных.

Следует заметить, что углы разлета и поперечные импульсы коррелированы с инвариантной массой: малым θ соответствуют малые P_{\perp} и малые $M(ee)$, поэтому приведенные распределения нужно рассматривать как дополнительную проверку того, что расхождения в распределениях $M(ee)$ и $M(K_{e3})$ не обусловлены какими-либо расчетными ошибками.

Число зарегистрированных K_{e3} -распадов, e^-e^- пар и число избыточных пар Δee для критериев идентификации $e1$ и $e2$ приведены в табл.1. Поскольку применение критерия $e2$ приводит к потере некоторой части событий, число Δee в этом случае должно быть умножено на поправочный коэффициент /отношение числа K_{e3} -распадов для критериев $e1$ и $e2$ /. Исправленное число Δee приведено в скобках. Оно согласуется в пределах ошибок с числом Δee для критерия $e1$, хотя число e^-e^- пар падает при этом в три раза. Такое постоянство сигнала при уменьшении фона свидетельствует о том, что наблюдаемый избыток e^-e^- пар обусловлен реальным физическим процессом, а не случайными причинами.

Таблица 1

Критерий	$N(K_{e3})$	$N(ee)$	$N(\Delta ee)$
$e1$	27511	451	70 _{±16}
$e2$	21915	150	48 _{±11}
			(60 _{±13})

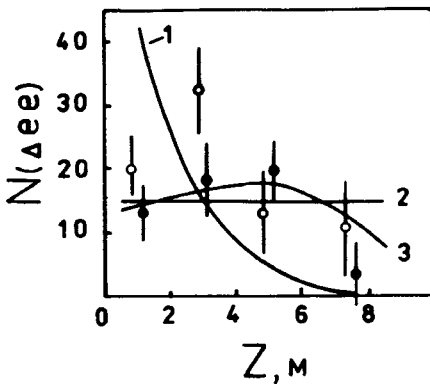


Рис.5. Распределение Z -координат вершин для избыточных e^+e^- -пар.

На рис.5 показано распределение точек рождения /вершин/ избыточных e^-e^- пар по оси Z /вдоль распадного объема/. Чтобы получить его, распадный объем делился на интервалы

по $\Delta Z = 2$ м и для каждого интервала проводилось сравнение инвариантных масс $M(ee)$ и $M(K_{e3})$ методом, указанным выше. Светлые точки получены для критерия $e1$, темные - для критерия $e2$ с поправкой на полное число K_{e3} -распадов. На

этом же рисунке показаны аналогичные распределения для моделированных событий, полученные в предположении, что избыточные $e-e$ пары относятся к K_S -мезонам /кривая 1/ или K_L -мезонам /кривая 3/. Предполагаемые механизмы образования $e-e$ пар будут обсуждены ниже, здесь же отметим, что приведенные кривые слабо зависят от конкретного механизма и примерно одинаковы для всех распадов $K_{S,L}$ -мезонов с двумя заряженными частицами в конечном состоянии. Кривая 2 относится к случаю, когда $e-e$ пары образовались в неупругих взаимодействиях нейтронов с газообразным гелием в распадном объеме. Экспериментальные точки в большей степени согласуются с кривыми 2 и 3, однако из приведенного рисунка нельзя сделать однозначного заключения об их принадлежности к какому-либо из трех перечисленных процессов.

3. На следующем этапе анализа оценивался вклад от известных источников в наблюдаемый избыток $e-e$ пар. Моделировались следующие процессы с использованием программы моделирования ТВИСТ¹⁹:

- Рождение одного π^0 -мезона в распадах нейтральных каонов или во взаимодействии нейтронов с гелием и образование $e-e$ пары либо за счет внутренней конверсии фотона /пара Далитца/, либо за счет внешней конверсии в веществе установки до второго блока искровых камер.

- Те же процессы, когда одна из частиц пары рассеивается в веществе установки до второго блока искровых камер, имитируя $e-e$ пару с большой инвариантной массой.

- В тех же процессах рождение двух или больше π^0 -мезонов, каждый из которых образовал $e-e$ пару за счет внутренней или внешней конверсий фотона, при этом установка зарегистрировала электрон и позитрон из разных пар.

- Распады $K_{S,L}$ -мезонов с образованием электрона или фотона и его последующей конверсией в веществе установки, при этом регистрировался электрон в комбинации с одной из заряженных частиц распада.

- Прямое рождение $e-e$ пар в неупругих взаимодействиях нейтронов с гелием в распадном объеме.

В результате было найдено, что перечисленные процессы дают следующее число $e-e$ пар:

Распады K_L -мезонов $N(ee)_1 \leq 9,2$ для критерия $e1$ и $N(ee)_2 \leq 3,3$ для критерия $e2$.

Распады K_S -мезонов $N(ee)_1 \leq 1,3$ и $N(ee)_2 \leq 0,2$.

Неупругие взаимодействия нейтронов с гелием $N(ee) \leq 0,15$.

Прямое рождение $e-e$ пар $N(ee) \leq 1,4$.

Таким образом, суммарный вклад фоновых $e-e$ пар от известных процессов составляет $N(ee) \leq 12$ для критерия $e1$ и $N(ee) \leq 5$ для критерия $e2$. За вычетом этого фона сред-

Относительные вероятности распадов /1/-/3/ определялись из соотношения

$$V_i(K_{S,L} \rightarrow e^+ e^- + \dots) = \frac{N(\Delta ee) \Gamma(K_i) \eta(K_i)}{N(K_i) \Gamma(K_{S,L})_{\text{все}} \eta(K_{S,L} \rightarrow e^+ e^- + \dots)}, \quad /2/$$

здесь K_i относится к одной из известных мод распада $K_{S,L}$ -мезонов, регистрируемых установкой.

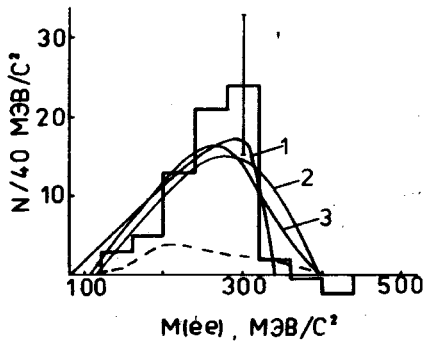


Рис.6. Гистограмма - распределение инвариантных масс для избыточных e^+e^- пар, усредненное по критериям e_1 и e_2 . Пунктирная кривая - фон от известных источников образования e^+e^- пар. Кривые 1,2,3 относятся к процессам, указанным в табл.2.

Если предположить, что распады /1/-/3/ относятся к K_S -мезонам, в соотношение /2/ нужно подставить число зарегистрированных распадов $K_{\pi^2} \rightarrow \pi^+\pi^-$, $N(K_{\pi^2}) = 3710$, их эффективность регистрации $\eta(K_{\pi^2}) = 1,3\%$ и $\Gamma(K_{\pi^2})/\Gamma(K_S)_{\text{все}} = 68,6\%$. Полученные значения V_i приведены в столбце /5/ таблицы. Такие большие значения V_i не согласуются с известными величинами парциальных ширин распада K_S -мезонов. Неопределенность в их измерениях составляет $\Delta\Gamma(K_S)/\Gamma(K_S)_{\text{все}} = /1,3+1,7\% /^{10/}$.

Для случая, когда распады /1/-/3/ относятся к K_L -мезонам, в соотношение /2/ нужно подставить соответствующие величины для K_{e3} -распадов: $N(K_{e3}) = 2,7 \times 10^4$, $\eta(K_{e3}) = 1,3\%$, $\Gamma(K_{e3})/\Gamma(K_L)_{\text{все}} = 38,7\%$. Полученные значения V_i указаны в столбце /6/ таблицы.

Согласно имеющимся данным ^{/10/} неопределенность в измерениях парциальных ширин основных мод распада K_L -мезонов составляет $\Delta\Gamma(K_L)/\Gamma(K_L)_{\text{все}} = /-2,7+8,7\% /$. Полученные значения V_i не противоречат этой величине.

В эксперименте не регистрировались фотоны и π^0 -мезоны, поэтому приведенные выше данные не исключают того, что наблюдаемые избыточные $e-e$ пары относятся к распаду $K_L \rightarrow e^+e^-\pi^0$, однако прямые измерения дают относительную вероятность этого распада $< 2,3 \cdot 10^{-6/10/}$.

нее для критериев e_1 и e_2 число избыточных $e-e$ пар будет равно $N(\Delta ee) = 56+14$ /см. табл.1/.*

4. Из предыдущего раздела следует, что вклад $e-e$ пар от неупругих взаимодействий нейтронов с гелием в распадном объеме не превышает 1,6 события. Тогда происхождение избыточных $e-e$ пар может быть объяснено либо за счет распада новой долгоживущей нейтральной частицы /что мало вероятно/, либо за счет ненаблюдавшихся ранее распадов нейтральных каонов. Чтобы оценить относительную вероятность процесса образования $e-e$ пар в распадах каонов было проведено моделирование для трех предполагаемых механизмов таких распадов. Результаты приведены в табл.2. В ней обозначены: /1/ - трехчастичный распад с образованием одной нейтральной частицы, /2/ - каскадный распад с образованием двух заряженных частиц в промежуточном состоянии, каждая из которых переходит в лептонную пару, /3/ - четырехчастичный распад с образованием двух нейтральных частиц. При моделировании требовалось, чтобы распределение инвариантных масс $e-e$ пар от каждого из этих распадов соответствовало распределению $M(ee)$ для избыточных X -частиц.

Таблица 2

/1/	/2/	/3/	/4/	/5/	/6/
№	Мода	$M(X)$ МэВ/с ²	$\eta, \%$	$B(K_S) \cdot 10^{-2}$	$B(K_L) \cdot 10^{-3}$
1	$K_{S,L} \rightarrow e^+e^- X^0$	180	0,5	$7,9 \pm 1,7$	$3,0 \pm 0,7$
2	$K_{S,L} \rightarrow X^+X^- \rightarrow (e^+\nu)(e^-\nu)$	210	0,25	$5,9 \pm 1,3$	$2,2 \pm 0,5$
3	$K_{S,L} \rightarrow e^+e^- X^0X^0$	50	0,4	$11,8 \pm 2,0$	$4,4 \pm 1,0$

На рис.6 гистограмма показывает распределение $M(ee)$ для наблюдаемых избыточных пар, усредненное по критериям e_1 и e_2 . Кривые показывают аналогичное распределение моделированных $e-e$ пар для распадов /1/-/3/ при значениях масс X -частиц, указанных в столбце /3/ таблицы. В столбце /4/ приведены эффективности их регистрации η . Видно, что для всех трех предполагаемых механизмов распада η различаются не больше чем на коэффициент 2.

* Распределение $M(ee)$ для фоновых пар, усредненное по критериям e_1 и e_2 , показано на рис.6 пунктирной кривой.

Все изложенное выше позволяет сделать следующее заключение: при анализе информации, записанной при проведении экспериментов с нейтральными каонами на установке БИС, обнаружено аномальное образование e^+e^- -пар в распадном объеме, которое не объясняется известными фоновыми процессами. Инвариантные массы наблюдаемых пар ограничены величиной $M(ee) \leq 320-340 \text{ МэВ}/c^2$. Наиболее вероятной является гипотеза о том, что эти пары относятся к не наблюдавшемуся ранее распаду K_L -мезонов. Его относительная вероятность не зависит существенно от предположений о конкретном механизме распада и составляет $1/2-4 \cdot 10^{-3}$.

Автор приносит благодарность М.Ф.Лихачеву и Г.Г.Тахтамышеву за ценные замечания, Е.Богдановичу, Б.Н.Валуеву, В.Л.Любошицу, М.И.Подгорецкому за полезные обсуждения. Автор также благодарит коллектив сотрудничества БИС за предоставление первичной информации, полученной в ходе экспериментов по регенерации K_L-K_S -мезонов.

Литература

1. Jamada S. Proc. of the 1983 Int. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies. New York, 1983, p.525.
2. Альбрехт К.Ф. и др. ОИЯИ, P1-10937, Дубна, 1977; ЯФ, 1978, 27, с.369.
3. Бирулев В.К. и др. ОИЯИ, 1-7307, Дубна, 1973.
4. Басиладзе С.Г. и др. ОИЯИ, P1-5361, Дубна, 1970.
5. Альбрехт К.Ф. и др. ОИЯИ, 1-7305, Дубна, 1973.
6. Вестергомби Д. и др. ОИЯИ, P10-7284, Дубна, 1973.
7. Вовенко А.С. и др. ОИЯИ, 10-9909, Дубна, 1976.
8. Гуськов Б.Н. и др. ОИЯИ, 1-9321, Дубна, 1975.
9. Тахтамышев Г.Г. ОИЯИ, 1-80-640, Дубна, 1980.
10. Wohl S.G. et al. Rev. of Part.Prop., Geneva, 1984.

Рукопись поступила 10 января 1986 года.