

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО С НАЛОЖЕНИЕМ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СОБЫТИЙ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ ПО СИГНАЛУ ПУЧКОВОГО МОНИТОРА, В ЭКСПЕРИМЕНТЕ NA-48

Д. Т. Мадигожин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Разработан метод Монте-Карло с наложением событий, зарегистрированных по сигналу пучкового монитора, для расчета эффектов, вызванных совпадениями во времени изучаемых событий и случайной активности в детекторах установки NA-48. Описано его применение при измерении параметра прямого нарушения CP -симметрии $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$.

A Monte Carlo technique with beam-monitor-triggered events overlay is developed for calculation of the effects caused by the time coincidences of the investigated events and accidental activity in the detectors of NA48 setup. Its application in the measurement of direct CP -violation parameter $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ is described.

PACS: 29.85.+c

1. ВВЕДЕНИЕ

Высокие интенсивности пучков, используемых в современных экспериментах по физике частиц, привели к тому, что совпадения во времени не связанных друг с другом процессов перестали быть редкими. Последствия отклика детекторов на такие «наложенные» события не всегда легко предсказуемы и поэтому оценка методических эффектов, зависящих от интенсивности пучков, является одной из наиболее сложных экспериментальных проблем. В эксперименте NA-48 [1–3] по прецизионному измерению прямого нарушения CP -симметрии в нейтральных каонах оценка таких эффектов оказалась настолько важной задачей, что ей был посвящен дополнительный, последний, сеанс 2001 г. [3], выполненный со сниженными максимальными интенсивностями пучков и с дополнительными аппаратными средствами их мониторинга. Одной из главных целей этого сеанса была проверка уровня понимания и качества измерения эффектов наложения событий. В настоящей статье на примере анализа данных этого сеанса излагается основной метод оценки этих эффектов, примененный в эксперименте NA-48. Этот метод может оказаться полезным и для других экспериментов.

1.1. Понятие случайной активности. Обычно задача сбора данных состоит в регистрации «хороших» событий, соответствующих условиям отбора эксперимента. Такие события, как правило, с достаточной для соответствующей задачи точностью воспроизводятся программами монте-карловского моделирования, основанными на современных

пакетах¹. Эти программы позволяют учесть и влияние дополнительной активности в детекторах, вызванной как продуктами самого изучаемого распада или взаимодействия, так и всеми их последствиями (тормозным излучением, перерассеянием и генерацией каскадов в веществе установки), при условии реалистичного моделирования процессов регистрации и оцифровки сигналов.

Если модель содержит упрощения, не позволяющие имитировать некоторые сложные вторичные или параллельные процессы, инициированные тем же взаимодействием, с которого началось изучаемое событие, такие процессы называют эффектами синхронной активности в детекторах. Примером синхронной активности может быть влияние на детекторы дополнительных частиц, рожденных в том же взаимодействии на фиксированной мишени, что и изучаемая частица, и прошедшими систему коллиматоров вместе с ней. Влияние синхронной активности на результаты измерений не зависит от интенсивности пучков и приводит в конечном счете просто к изменению эффективности регистрации изучаемых событий.

Наконец, из-за высокой интенсивности современных пучков существует вероятность того, что почти одновременно с событием изучаемого типа случайно произойдет другой распад или взаимодействие в веществе, инициированное другой частицей пучка. При этом на детекторы установки будут одновременно действовать процессы, вызванные «хорошим» событием, и последствия взаимодействия другой частицы первичного пучка. Эффекты такого типа мы будем называть эффектами наложения случайной активности на изучаемые события, и именно их оценка в эксперименте NA-48 является предметом настоящей статьи. Очевидно, вероятность этих эффектов зависит от интенсивности пучков. Обычно в первом приближении она пропорциональна интенсивности².

1.2. Методика эксперимента NA-48. Целью эксперимента NA-48 [1–3], использовавшего протонный пучок ускорителя SPS в ЦЕРН, было измерение параметра прямого нарушения CP -четности $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ с точностью порядка 10^{-4} , что потребовало регистрации нескольких миллионов двухпионных распадов K_L и K_S как на пару нейтральных, так и на пару заряженных пионов. Детектором для регистрации фотонов из распадов нейтральных пионов служил жидкокриптонный электромагнитный калориметр LKr, отклик которого на фотон с высокой энергией представлял собой кластер энерговыделений в поперечных ячейках, имевших размеры 2×2 см. Заряженные пионы регистрировались магнитным спектрометром, детектирующими элементами которого были четыре дрейфовые камеры DCH1–DCH4, содержавшие по восемь плоскостей чувствительных проволок. Для реконструкции использовались только три камеры — две до магнита (DCH1 и DCH2), а также DCH4, расположенная после него по направлению пучков.

Эксперимент был разработан так, чтобы сделать систематические эффекты в подсчете событий симметричными между хотя бы двумя из четырех компонент двойного отношения R вероятностей распадов каонов, связанного с измеряемой величиной следующим образом [5]:

$$R = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow 2\pi^0)\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow 2\pi^0)\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)} \approx 1 - 6 \text{Re} \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon} \right). \quad (1)$$

¹В эксперименте NA-48 применялся пакет GEANT3 [4].

²Эффекты, требующие наложения на хорошее событие активности, порожденной более чем одной дополнительной частицей пучка, могут иметь степенную зависимость вероятности от его интенсивности.

Чтобы максимально использовать сокращения систематических эффектов, сбор данных во всех четырех модах происходил в одно и то же время и почти в одном и том же распадном объеме. Для этого пучки K_L и K_S одновременно порождались на двух мишенях T_L и T_S , расположенных на разном расстоянии от общего начала распадного объема (T_L — примерно в 126 м, а T_S — в 6 м). Эти нейтральные пучки генерировались одним первичным протонным пучком, расщепленным с помощью искривленного кристалла, что обеспечило пропорциональность изменений интенсивностей двух пучков со временем с точностью $\sim 10\%$.

Оси пучков сходились под малым углом в центре детекторной установки. Таким образом, продукты распадов из разных пучков облучали детекторы очень похожим образом. Это сходство еще более усиливалось взвешиванием каждого события распада K_L с помощью функции W , зависящей от продольной координаты распада Z и импульса каона p_K таким образом, что распределения K_L по времени жизни с момента пролета мимо мишени T_S становились практически идентичными распределениям по времени жизни для K_S :

$$W(Z, p_K) = \frac{I(t_S)}{I(t_L)}, \quad (2)$$

где $I(t)$ — априорно известное распределение по времени распадов нейтральных каонов, учитывающее долгоживущую и короткоживущую компоненты, а также интерференционный член¹. Здесь t_S и t_L — времена жизни каона (умноженные на скорость света) с момента его пролета мимо мишени T_S и с момента рождения на мишени T_L :

$$t_{S,L} = (Z - Z_{T_S,T_L})(m_K/p_K), \quad (3)$$

где Z_{T_S,T_L} — продольная координата мишени T_S или T_L .

Вследствие одновременности сбора данных влияние всех потерь, связанных с эффективностью детектора, триггера и реконструкции, в значительной мере сокращалось между K_L и K_S в двойном отношении (1). А в отношениях между распадами $\pi^+\pi^-$ и $\pi^0\pi^0$ из одного пучка сокращалось абсолютное значение интенсивности этого пучка.

Для различения распадов K_S и K_L применялась система мечения протонов. Протоны, направляемые на мишень T_S , проходили через станцию мечения пучка, рассчитанную на большой поток заряженных частиц. События K_S идентифицировались путем сравнения зарегистрированного времени протона с реконструированным временем распада каона. Число событий корректировалось на измеренную с высокой точностью вероятность ($\sim 10\%$) неправильной идентификации события K_L как распада K_S из-за случайного совпадения времени события со временем меченного протона в пределах ± 2 нс.

Вклады фона, связанные с прошедшими условия отбора трехчастичными распадами K_L , оценивались и вычитались из числа событий двухпионных распадов. Чтобы уменьшить влияние небольшого различия форм энергетических спектров K_S и K_L , все распады изучались отдельно в 20 равных интервалах по энергии каонов между 70 и 170 ГэВ.

Влияние небольшого различия расходимости и пространственного расположения пучков K_S и K_L , а также эффектов разрешения учитывалось путем моделирования методом

¹Интерференционный член зависит от начального состава каонной системы, поэтому в нем учитывается результат измерения этого состава [6], хотя чувствительность к нему результата эксперимента NA-48 очень мала.

Монте-Карло. Влияние синхронной активности в детекторах, представляющей собой, по существу, недоучтенные в модели Монте-Карло эффекты, было значительно меньше основной геометрической поправки, что проверялось в ходе сравнения результатов моделирования и экспериментальных данных.

После применения в каждом интервале по энергии каонов всех поправок и учета всех неопределенностей вычислялся окончательный результат путем усреднения логарифмов¹ 20 скорректированных двойных отношений (1). Одной из таких поправок был достаточно сложный в анализе эффект случайной активности в детекторах.

1.3. Характер воздействия случайной активности на результат эксперимента NA-48. Основная часть случайной активности установки NA-48 была вызвана распадами в пучке K_L , который имел на пять порядков более высокую интенсивность, чем пучок K_S . Совпадение во времени случайной активности и «хорошего» события может вызвать *потерю* этого события из-за несрабатывания триггера, из-за неудачи реконструкции события или из-за того, что характеристики события вышли за пределы условий отбора данных. Реже такое наложение может вызвать, напротив, *приобретение* события. Кроме того, из-за применения к событиям K_L процедуры взвешивания их вес может изменяться как следствие изменения реконструированного времени жизни каона. Все эти эффекты в первом приближении должны сокращаться в измеряемом двойном отношении благодаря одновременности сбора данных во всех четырех модах и сходству воздействия пучков на детекторы при применении взвешивания событий K_L .

Влияние случайной активности на триггер и процесс мечения пучка полностью учитывались в процедурах оценки эффективности триггера и вероятности ошибки мечения, но ее проявления в ходе отбора и анализа событий потребовали специального объемного исследования, выполненного для каждого набора данных после завершения всех других этапов анализа.

Покажем сначала в самом общем виде, как случайная активность может влиять на результат. Общий итог ее воздействия (потеря, приобретений и изменений весов событий) может быть представлен как небольшое уменьшение эффективности регистрации для каждой из мод распада, пропорциональное интенсивности пучка K_L . Тогда измеряемое двойное отношение можно представить следующим образом:

$$R = R_0 \frac{\int i_L A_L^0 (1 - \Lambda_L^0 i_L) dt \int i_S A_S^\pm (1 - \Lambda_S^\pm i_L) dt}{\int i_S A_S^0 (1 - \Lambda_S^0 i_L) dt \int i_L A_L^\pm (1 - \Lambda_L^\pm i_L) dt} \quad (4)$$

Здесь R_0 — истинное двойное отношение вероятностей распадов; i_L — зависящая от времени интенсивность пучка K_L ; i_S — интенсивность K_S . A_L^0 означает эффективность регистрации распада $K_L \rightarrow 2\pi^0$ в отсутствие случайной активности (в пределе очень низкой интенсивности пучка K_L). A_S^\pm, A_S^0, A_L^\pm — аналогичные эффективности для других мод (нижние индексы L, S означают пучок, верхние индексы 0 и \pm означают распады на $2\pi^0$ и $\pi^+\pi^-$ соответственно). $\Lambda_L^0, \Lambda_S^\pm, \Lambda_S^0, \Lambda_L^\pm$ представляют собой чувствительности потерь в разных модах к интенсивности пучка K_L . В случае постоянных интенсивностей

¹Усреднение логарифмов дает менее смещенную оценку двойного отношения R , чем усреднение самих отношений в интервалах.

пучков эти чувствительности, умноженные на i_L , дают относительную величину потерь для соответствующего распада.

Если пренебречь возможностью прямой зависимости A_i^j от времени, их можно вынести за интегралы, и тогда их двойное отношение представит собой эффект остаточного различия эффективностей регистрации, измеряемый с помощью обычного монтекарловского расчета с большой статистикой. Оставшееся отношение интегралов F и представляет собой эффект случайной активности установки, зависящий от интенсивностей пучков:

$$R = R_0 \frac{A_L^0 A_S^\pm}{A_S^0 A_L^\pm} F. \quad (5)$$

Если сохранить в F только линейные по всем Λ члены, он может быть представлен как

$$F = 1 - \Lambda_S^\pm \frac{\int i_S i_L dt}{\int i_S dt} - \Lambda_L^0 \frac{\int i_L^2 dt}{\int i_L dt} + \Lambda_L^\pm \frac{\int i_L^2 dt}{\int i_L dt} + \Lambda_S^0 \frac{\int i_S i_L dt}{\int i_S dt}. \quad (6)$$

Можно заметить, что $I_S = \frac{\int i_S i_L dt}{\int i_S dt}$ является средней интенсивностью пучка K_L для ансамбля любых событий, интенсивность которых пропорциональна интенсивности пучка K_S . Можно сказать, что это — средняя интенсивность пучка K_L , «наблюдаемого» событиями распадов K_S . Аналогично $I_L = \frac{\int i_L^2 dt}{\int i_L dt}$ — это средняя интенсивность пучка K_L , «наблюдаемого» распадами из того же пучка K_L .

Относительные потери в любой из мод равны средней интенсивности пучка K_L , наблюдаемой соответствующими событиями, умноженной на чувствительность Λ для этой моды. Заметим, что мы можем считать малыми как различие средних интенсивностей, «наблюдаемых» разными модами, так и различие чувствительности установки к интенсивности пучка K_L для распадов в одно конечное состояние в разных пучках (с учетом взвешивания событий K_L). Поэтому можно выразить чувствительности следующим образом:

$$\begin{aligned} \Lambda_S^0 &= \Lambda^0 - \delta\Lambda^0/2, \\ \Lambda_L^0 &= \Lambda^0 + \delta\Lambda^0/2, \\ \Lambda_S^\pm &= \Lambda^\pm - \delta\Lambda^\pm/2, \\ \Lambda_L^\pm &= \Lambda^\pm + \delta\Lambda^\pm/2, \end{aligned}$$

а средние интенсивности пучка K_L , «наблюдаемые» распадами из разных пучков, как

$$\begin{aligned} I_L &= I + \delta I/2, \\ I_S &= I - \delta I/2. \end{aligned}$$

Тогда, пренебрегая нелинейными по малым параметрам членами, фактор случайной активности в эксперименте NA-48 можно разделить на две компоненты [2]:

$$F = 1 - \delta R_I - \delta R_\Lambda, \quad (7)$$

$$\delta R_I = (I\Lambda^0 - I\Lambda^\pm) \frac{\delta I}{I}; \quad \delta R_\Lambda = (I\delta\Lambda^0 - I\delta\Lambda^\pm). \quad (8)$$

δR_I представляет собой эффект различия в вариациях интенсивности двух пучков — он исчезает в случае пропорциональных изменений интенсивности K_L и K_S . Вторая компонента δR_Λ существует даже при полностью пропорциональных изменениях интенсивностей пучков. Она отражает «двойную разницу» в чувствительностях эффективностей регистрации для всех мод к интенсивности пучка K_L . Причиной возможных эффектов второго типа является небольшое различие между пучками K_L и K_S в пространственных распределениях интенсивности облучения детекторов, что может приводить к разным изменениям относительных потерь событий K_L и K_S даже при одинаковом относительном изменении интенсивности двух пучков.

Для изучения эффектов случайной активности в эксперименте NA-48 регистрировались так называемые случайные события, записанные по двум вариантам случайного триггера. Один из триггеров срабатывал от монитора интенсивности пучка K_L , второй — от монитора пучка K_S . Запись данных после срабатывания каждого из этих триггеров задерживалась примерно на 69 мкс [2], что соответствует трем периодам медленного вывода протонов ускорителя SPS. Эту задержку настраивали таким образом, чтобы интенсивность пучков, при которых записывались случайные события, соответствовала условиям регистрации двухпионных распадов. В сеансе 2001 г. [3] ускоритель поставлял пучок с быстрыми вариациями интенсивности в первые 0,2 с сброса ускорителя, поэтому эта часть данных в анализе не использовалась.

Величина $(I\Lambda^0 - I\Lambda^\pm)$ для δR_I и эффект δR_Λ могут быть оценены расчетом эффекта наложения событий, записанных по сигналу случайного триггера, на смоделированные события во всех четырех изучаемых модах: $K_L \rightarrow 2\pi^0$, $K_S \rightarrow 2\pi^0$, $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. При этом моделирование событий должно происходить в соответствии с меняющимися свойствами установки, характерными для периодов сеанса, во время которых происходила запись событий. Распределение событий по периодам сеанса, близкое к экспериментальному, обеспечивалось моделированием в соответствии со случайными событиями, которые набирались пропорционально интенсивности пучков (в данном случае мы пренебрегаем различием вариаций пучков K_S и K_L).

Для решения этой задачи потребовалась существенная доработка программного обеспечения эксперимента. В результате был сформирован пакет программ для моделирования так называемым оверлейным методом Монте-Карло. Массовое моделирование событий этим методом для эксперимента NA-48 выполнялось на компьютерной ферме ЛФЧ ОИЯИ в Дубне [7].

2. ОРГАНИЗАЦИЯ РАБОТЫ ПАКЕТА ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ОВЕРЛЕЙНЫМ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Для моделирования влияния случайной активности на регистрацию события можно рассчитать отклик всех элементов детекторной установки, который был бы в случае совпадения во времени события, отобранного в эксперименте или смоделированного методом Монте-Карло, со случайным событием (или, иначе говоря, при «наложении» случайного события на изучаемое). Совокупность данных о результате такого расчета, хранимую в формате события эксперимента, мы будем называть оверлеем. Для каждого из детекторов процедура оверлея была первоначально написана группой, ответственной за этот детектор, а в дальнейшем проверка качества моделирования оверлеев и внесение

необходимых исправлений выполнялись разработчиками пакета для оверлейного метода Монте-Карло.

В этом методе необходимо совмещать возможности программы чтения «сырых» экспериментальных данных (для того, чтобы читать события, записанные по случайному триггеру) и программы достаточно реалистичного моделирования событий методом Монте-Карло. Поскольку в ходе разработки пакета требовалось следовать всем изменениям новых версий обеих этих программ, разрабатываемых разными группами без соблюдения их полной совместимости на уровне кодов, оказалось невозможно просто объединить эти две программы в одну. Вместо этого была применена схема синхронной работы двух соответствующим образом модифицированных программ с использованием сегмента разделяемой памяти для обмена информацией между ними.

Программа чтения «сырых» данных считывала случайное событие, декодировала его и выполняла стандартную предварительную обработку, заключающуюся в вычитании песталов и переводе информации детекторов в величины измерений, сопоставимые с аналогичными величинами, получаемыми методом Монте-Карло после моделирования оцифровки отклика детекторов. Полученная информация о событии передавалась в сегмент разделяемой памяти, откуда она считывалась специальным образом модифицированной программой моделирования установки методом Монте-Карло. Последняя разыгрывала четыре события распада нейтральных каонов: $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$, $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$, $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ — и моделировала их оцифровку. Наконец, рассчитывались оверлеи каждого из этих четырех смоделированных событий с одним и тем же случайным событием — оверлеи Монте-Карло (ОМК).

Оверлеи данных (ОД), представляющие собой результат «наложения» случайных событий на экспериментальные отобранные события, моделируют эффект удвоения случайной активности установки с неизбежным удвоением эффекта шумов в детекторах, что ограничивает их пригодность для оценки поправок к результату измерения. Однако ОД пригодны для того, чтобы проверять качество моделирования оверлейным методом Монте-Карло. Для сравнения с ОД производились двойные оверлеи Монте-Карло (ДОМК) — смоделированные события, на которые последовательно «наложено» два случайных события. В этом случае программа моделирования получала через сегмент разделяемой памяти от программы чтения сырых данных два предварительно обработанных случайных события подряд и затем рассчитывала для каждого из четырех смоделированных событий по два оверлейных события: сначала результат «наложения» монте-карловского события на первое из случайных событий, а потом — полученного оверлея на второе случайное событие. Влияние «наложения» второго случайного события на свойства однократного оверлея Монте-Карло соответствует эффекту «наложения» случайного события на отобранное в эксперименте (ОД).

3. ДОСТИЖЕНИЕ НЕОБХОДИМОГО УРОВНЯ РЕАЛИСТИЧНОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Оверлейный метод Монте-Карло требует более реалистичного моделирования, чем это нужно для обычного расчета эффективности регистрации событий, поскольку многие проблемы, связанные со временами срабатываний и с разрешением детекторов, становятся важными только тогда, когда изучаются эффекты случайной активности в уста-

новке. Был сделан ряд усовершенствований модели Монте-Карло для того, чтобы достичь разумного описания наиболее важных эффектов случайной активности.

3.1. Смещения времен отклика детекторов. В масштабе времени, характерном для интервала считывания данных о событии из буферной памяти детекторов, свойства ансамбля случайных событий можно считать не зависящими от времени, поэтому для моделирования влияния случайной активности на регистрацию «хорошего» события в большинстве детекторов достаточно обеспечить совмещение довольно широкой срединной области экспериментального временного интервала сбора данных (относительно времени триггера) с условным временем события в модели Монте-Карло. Ширина этих диапазонов точно воспроизводилась моделью при имитации оцифровки сигналов каждого из детекторов.

Однако в случаях, когда условие отбора учитывает интервалы времени, сопоставимые с шириной интервала сбора данных (как для условия на переполнение дрейфовых камер, о котором речь пойдет ниже), для адекватного воспроизведения вероятности наложения активности в элементах установки необходимо совмещение в экспериментальных данных и в модели Монте-Карло диапазонов зарегистрированных времен срабатываний детектора относительно времени триггера.

Для этого в программу моделирования был включен интерфейс к существующей базе калибровки детекторов, позволяющий получать средние временные смещения сигналов каждого детектора относительно времени триггера. Эти смещения добавлялись к временам смоделированных сигналов детекторов, которые до того разыгрывались распределенными вокруг нуля.

Кроме медленно меняющегося смещения шкалы времени каждого из детекторов, имел место равномерный разброс времени события относительно триггера в пределах 25 нс, поскольку оцифровка времен срабатываний происходила с частотой 40 МГц. В записанных экспериментальных событиях это отражалось в виде одинакового случайного сдвига для всех сигналов в детекторах. Этот разброс мог слегка влиять на работу алгоритмов реконструкции, поэтому для оверлейного метода Монте-Карло также имитировался аналогичный случайный сдвиг во времени всего события относительно времени триггера.

3.2. Моделирование негауссовых хвостов отклика электромагнитного калориметра. В процессе отбора событий $K_L \rightarrow 2\pi^0$ и $K_S \rightarrow 2\pi^0$ использовался критерий близости реконструированных масс обоих нейтральных пионов m_1 и m_2 к их табличным значениям m_{π^0} [2]:

$$\chi^2 = \left(\frac{\frac{m_1 + m_2}{2} - m_{\pi^0}}{\sigma_+} \right)^2 + \left(\frac{m_1 - m_2}{2\sigma_-} \right)^2, \quad (9)$$

где σ_+ и σ_- — соответствующие разрешения, параметризованные как функции энергии наименее энергичного фотона. Их средние значения: $\sigma_+ = 0,42 \text{ МэВ}/c^2$ и $\sigma_- = 0,83 \text{ МэВ}/c^2$. Окончательным условием отбора событий было $\chi^2 < 13,5$. Величина χ^2 зависит от степени отклонения измеренных энергий фотонов из распадов π^0 от истинных значений.

Для правильного моделирования распределения по χ^2 в ОМК необходимо отключить имитацию шумов электромагнитного калориметра, применяемую в обычном методе Монте-Карло, поскольку в данном случае шумы поступают в оверлей из случайного события.

Кроме того, стандартное моделирование отклика калориметра не учитывало так называемые негауссовы хвосты в распределениях измеренных энергий кластеров отклика калориметра. Они связаны с редкими большими флуктуациями в развитии электромагнитных каскадов, преимущественно вызванными фоторождением адронов. В основном анализе эксперимента NA-48 эти хвосты учитывались на стадии чтения монте-карловских событий для каждого кластера в калориметре путем изменения энергии кластера на малую случайную величину, с подгонкой распределений под экспериментальные данные. События $2\pi^0$, разыгранные без имитации шумов и негауссовых хвостов, имеют значительно более круто падающее распределение по χ^2 , чем экспериментальные события (см. рис. 1, а).

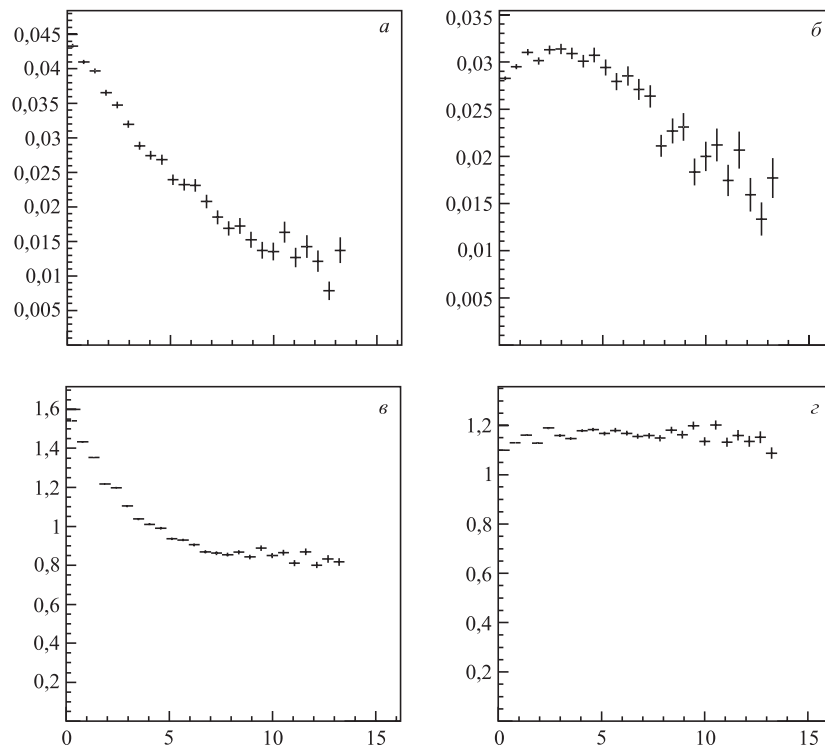


Рис. 1. Отношения (в произвольных единицах) смоделированных распределений по χ^2 к экспериментальным: а) монте-карловские (МК) без шумов и негауссовых хвостов; б) ОМК без негауссовых хвостов; в) МК без шумов с моделированием негауссовых хвостов; г) ОМК с моделированием хвостов

Если делать однократный оверлей такого монте-карловского события со случайным, то распределение по χ^2 вблизи 0 становится ближе к экспериментальному (благодаря шумам, поступившим из случайного события), но область хвостов остается плохо воспроизведенной (рис. 1, б).

Мы не можем для ОМК имитировать дополнительные хвосты, изменяя разыгранную энергию кластера в целом, поскольку наложение событий выполняется не на уровне кластеров, а на уровне ячеек калориметра до применения процедуры распознавания кла-

стеров. Поэтому имитация негауссовых хвостов была перенесена на этот уровень. Для каждого кластера был разыгран безразмерный фактор коррекции энергии $f = E_t/E$; здесь E — энергия кластера, а E_t — случайная функция, включающая в себя поправку на негауссовы хвосты для энергии кластеров, подогнанная под экспериментальные данные. Затем энерговыделения в каждой ячейке, принадлежащей данному кластеру, умножались на этот фактор f . Настройка вероятности такой поправки осуществлялась посредством сравнения распределений по χ^2 для экспериментальных событий и ОМК.

Если применять в событиях Монте-Карло коррекцию хвостов измеренных энергий без моделирования шумов, распределение по χ^2 показывает хорошую форму хвостов, но плохое описание области малых χ^2 (рис. 1, в).

И, наконец, для оверлеев случайных событий с монте-карловскими событиями, в которых смоделированы негауссовы хвосты, получается распределение по χ^2 , очень близкое к экспериментальному (рис. 1, а и 2).

Величина потерь и приобретений из-за условия отбора по χ^2 зависит не только от формы распределения по этой величине, но и от ее изменения $\delta\chi^2$ после наложения случайного события на смоделированное. Распределения по $\delta\chi^2$ для ОД и ДОМК, хотя и весьма похожи, все же имеют некоторые различия (рис. 3), что, в частности, приводит к остаточному расхождению в величине потерь.

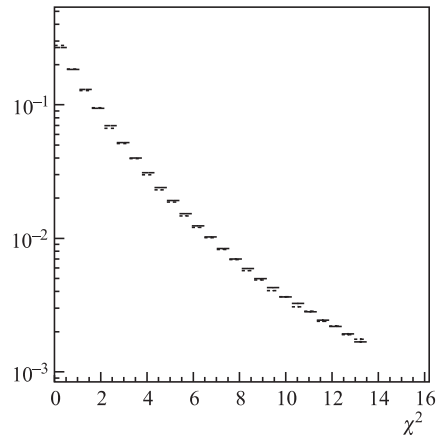


Рис. 2. Распределения по χ^2 для ДОМК и ОД (пунктир)

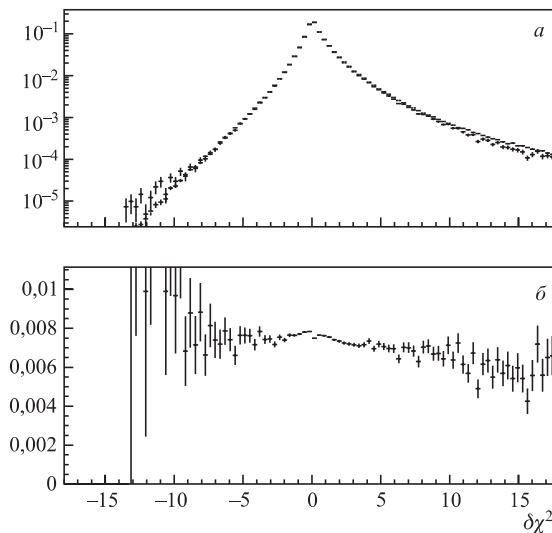


Рис. 3. а) Нормированные распределения по $\delta\chi^2$ в ДОМК и в ОД; б) отношение этих распределений

3.3. Ослабленные условия отбора смоделированных событий. В эксперименте было получено ограниченное количество событий, записанных по случайному триггеру, поэтому было желательно использовать их наиболее эффективным образом. В частности, если исходное событие, разыгранное методом Монте-Карло для оверлея, находится так далеко от области, определяемой окончательными условиями отбора, что наложение событий заведомо не может переместить его в эту область, случайное экспериментальное событие будет использовано в оверлее совершенно бесполезно. Поэтому необходимо отбросить явно неэффективные монте-карловские события до того, как на них будут израсходованы случайные события. В записанных ОМК содержались только «разумные» события, имеющие не исчезающе малый шанс соответствовать условиям отбора в виде исходного или оверлейного события.

А именно, наложение случайного события и дальнейший анализ выполнялся только для смоделированных распадов каонов, время жизни которых, отсчитанное от мишени T_S , было $< 4,5\tau_{K_S}$ (окончательное условие отбора было $< 3,5\tau_{K_S}$), энергия которых была в интервале 60–180 ГэВ (окончательное условие $70 < E < 170$ ГэВ), радиус треков заряженных пионов в плоскости первой дрейфовой камеры был больше 10 см (окончательное условие 12 см), а радиус фотонов из распадов нейтральных пионов на передней плоскости калориметра был больше 12 см (окончательное условие 15 см). Здесь τ_{K_S} — номинальное время жизни K_S .

4. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ АНАЛИЗА ОМК С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Для сравнения использовались данные, зарегистрированные в сеансе NA-48 2001 г.

4.1. Сравнение потерь и приобретений. Для того чтобы сравнить результаты анализа ОМК с данными, нужно сопоставить двойные оверлеи монте-карловских событий с экспериментальными оверлеями, поскольку исходное экспериментальное событие всегда само является наложением события, которое могло бы быть записано по случайному триггеру, и «чистого» события, записанного по специфическому триггеру. В процессе сравнения результат ОД рассматривается как экспериментальный, поскольку получен на основе измеренных величин, хотя при этом и использованы те же процедуры имитации отклика каждого детектора на совпадение срабатываний во времени, что и в ОМК.

В табл. 1 можно увидеть сравнение потерь в расчете на одно хорошее (принятое после всех условий отбора) исходное событие для распадов на заряженные пионы. Потери разделены в соответствии с условиями отбора, их вызвавшими (имеется в виду первое невыполненное условие при их переборе в порядке, в котором они приведены в таблице). В таблицах указаны только доминирующие вклады в полные потери. При расчете общего эффекта случайной активности учитывались вклады всех условий отбора и влияние изменения веса события на результат.

В таблицах используются следующие обозначения для условий отбора событий:

- *no_vtx* — наличие реконструированных распадов в событии на последней стадии анализа;
- *dch_ovf* — отсутствие переполнений в дрейфовых камерах;
- *vtx_tim* — время события находится в пределах ± 20 нс относительно времени триггера распада на $\pi^+\pi^-$;

- *eop* — в случае, если трек имеет ассоциированный с ним кластер в LKr, для него должно выполняться условие $\frac{E_{\text{LKr}}}{P_{\text{DCH}}} < 0,8$, где E_{LKr} — измеренная с помощью LKr энергия этого кластера, а P_{DCH} — измеренный с помощью магнитного спектрометра импульс этого трека. Это условие применялось для подавления фона от распадов K_{e3} ;
- *muv* — для каждого из треков не было обнаружено мюона, ассоциированного с ним в пространстве (в пересекаемых им и в соседних полосах MUV) и времени (в интервале ± 4 нс). Это условие — для подавления фона от распадов $K_{\mu 3}$;
- *k_{mass}* — отклонение реконструированной массы каона от номинального значения не превышает утроенного разрешения по этой величине;
- *t_S* — для всех событий устанавливается максимальное $t_S < 3,5C\tau_{K_S}$. Для событий, реконструированных как K_L , требуется еще и $t_S > 0$;
- *cl_{ener}* — у всех кластеров из комбинации, представляющей собой кандидата в распад на $2\pi^0$, энергия не ниже 3 и не выше 100 ГэВ;
- *cl_{kr_{ac}}* — координаты всех кластеров комбинации находятся внутри области эффективной регистрации LKr;
- *cl_{ddcel}* — расстояние от любого из кластеров комбинации до ближайшей дефектной ячейки LKr не менее 2 см;
- χ^2 — значение χ^2 , определенного выражением (9), меньше 13,5;
- *extra_{cl}* — в калориметре LKr не должно быть зарегистрировано дополнительных кластеров (не входящих в комбинацию — кандидат в $\pi^0\pi^0$) с энергией выше 1,5 ГэВ, время которых было бы вблизи времени комбинации в пределах ± 3 нс;
- *energy* — реконструированная энергия события должна быть в интервале $70 < E < 170$ ГэВ.

События K_L были взвешены в соответствии с (2).

Таблица 1. Вероятности основных потерь в единицах 10^{-4} , связанных с применением условий отбора распадов каонов на $\pi^+\pi^-$

Условие	Событие					
	K_S			K_L с учетом весов		
	ОМК	ДОМК	ОД	ОМК	ДОМК	ОД
<i>no_{vtx}</i>	1±0,1	2±0,2	7±0,2	2±0,2	3±0,6	7±0,4
<i>dch_{ovf}</i>	77±0,6	107±1,7	159±0,8	75±1,3	108±3,7	155±1,8
<i>vtx_{tim}</i>	12±0,2	13±0,6	13±0,2	12±0,5	12±1,2	13±0,5
<i>eop</i>	3±0,1	4±0,3	5±0,1	3±0,3	4±0,7	6±0,3
<i>muv</i>	8±0,2	9±0,5	10±0,2	8±0,4	9±1,1	10±0,4
<i>k_{mass}</i>	5±0,2	5±0,4	6±0,2	5±0,3	6±0,9	6±0,3
<i>t_S</i>	0±0,0	0±0,1	0±0,0	4±0,3	3±0,6	4±0,3

По данным табл. 1 можно заметить, что доминирующей причиной потерь из-за случайной активности установки для распадов на заряженные пионы является отбрасывание событий с переполнениями. К сожалению, имеется существенная недооценка именно этого типа потерь (примерно на 30 % ниже в ДОМК по сравнению с экспериментальными оверлеями). Ниже мы обсудим возможные источники этого расхождения.

В табл. 2 показаны потери для распадов на нейтральные пионы. В этом случае потери на переполнения в дрейфовых камерах воспроизводятся значительно лучше, чем для распада на заряженные пионы, но доминирующей причиной потерь являются уже условия отбора по χ^2 и по t_S для распадов K_L . В окончательном балансе потери от условий отбора по t_S для K_L почти полностью компенсируются соответствующими приобретениями (табл. 4), поскольку они в основном вызваны условием отбора, наложенным в почти плоской области распределения по этой величине ($t_S = 0$).

Таблица 2. Вероятности основных потерь (в единицах 10^{-4}), связанных с применением условий отбора распадов каонов на $\pi^0\pi^0$

Условие	Событие					
	K_S			K_L с учетом весов		
	ОМК	ДОМК	ОД	ОМК	ДОМК	ОД
<i>no_vtx</i>	$4 \pm 0,1$	$4 \pm 0,3$	$11 \pm 0,2$	$4 \pm 0,3$	$5 \pm 0,7$	$11 \pm 0,4$
<i>dch_ovf</i>	$15 \pm 0,2$	$40 \pm 0,9$	$46 \pm 0,3$	$15 \pm 0,5$	$40 \pm 2,1$	$42 \pm 0,8$
<i>cl_ener</i>	$19 \pm 0,3$	$19 \pm 0,7$	$20 \pm 0,2$	$18 \pm 0,6$	$20 \pm 1,5$	$20 \pm 0,5$
<i>cl_lkr_ac</i>	$1 \pm 0,1$	$1 \pm 0,2$	$1 \pm 0,1$	$1 \pm 0,1$	$1 \pm 0,4$	$2 \pm 0,2$
<i>cl_ddcel</i>	$4 \pm 0,1$	$4 \pm 0,3$	$4 \pm 0,1$	$4 \pm 0,3$	$4 \pm 0,6$	$4 \pm 0,2$
χ^2	$93 \pm 0,6$	$154 \pm 1,8$	$179 \pm 0,7$	$92 \pm 1,3$	$155 \pm 4,1$	$177 \pm 1,6$
<i>extra_cl</i>	$13 \pm 0,2$	$15 \pm 0,6$	$11 \pm 0,2$	$14 \pm 0,5$	$14 \pm 1,2$	$11 \pm 0,4$
<i>energy</i>	$6 \pm 0,2$	$7 \pm 0,4$	$6 \pm 0,1$	$9 \pm 0,4$	$9 \pm 1,0$	$9 \pm 0,4$
t_S	$6 \pm 0,2$	$6 \pm 0,4$	$11 \pm 0,2$	$170 \pm 1,8$	$183 \pm 4,5$	$186 \pm 1,6$

По табл. 2 можно увидеть, что адекватное моделирование хвостов распределений по энергиям кластеров обеспечивает удовлетворительное воспроизведение потерь, связанных с условием отбора по t_S . Однако потери, вызванные условием отбора по χ^2 , остаются заниженными на 15 %.

На основании данных таблиц можно прийти к выводу, что для распадов на $\pi^+\pi^-$ главным источником потерь в случае, если бы дрейфовые камеры не имели переполне-

Таблица 3. Вероятности основных потерь за вычетом приобретений (в единицах 10^{-4}), связанных с применением условий отбора распадов каонов на $\pi^+\pi^-$

Условие	Событие					
	K_S			K_L с учетом весов		
	ОМК	ДОМК	ОД	ОМК	ДОМК	ОД
<i>no_vtx</i>	$1 \pm 0,1$	$2 \pm 0,2$	$7 \pm 0,2$	$1 \pm 0,2$	$2 \pm 0,6$	$6 \pm 0,4$
<i>dch_ovf</i>	$77 \pm 0,6$	$107 \pm 1,7$	$159 \pm 0,8$	$75 \pm 1,3$	$108 \pm 3,7$	$155 \pm 1,8$
<i>vtx_tim</i>	$11 \pm 0,2$	$13 \pm 0,6$	$13 \pm 0,2$	$12 \pm 0,5$	$12 \pm 1,2$	$13 \pm 0,5$
<i>eop</i>	$1 \pm 0,2$	$1 \pm 0,4$	$1 \pm 0,2$	$1 \pm 0,4$	$2 \pm 0,9$	$1 \pm 0,4$
<i>muv</i>	$8 \pm 0,2$	$9 \pm 0,5$	$9 \pm 0,2$	$8 \pm 0,4$	$8 \pm 1,1$	$7 \pm 0,5$
<i>k_mass</i>	$5 \pm 0,2$	$4 \pm 0,4$	$5 \pm 0,2$	$5 \pm 0,3$	$5 \pm 0,9$	$5 \pm 0,4$
t_S	$0 \pm 0,0$	$0 \pm 0,1$	$0 \pm 0,0$	$0 \pm 0,4$	$0 \pm 0,9$	$1 \pm 0,3$

ний, были бы условия отбора по времени вершины, использование μ -вето, условие на массу каона и исчезновение вершины в реконструированном оверлее (в основном из-за непрохождения событием свободных предварительных условий отбора). Можно увидеть, что последний вид потерь недооценен в ОМК, и в случае, если бы потери на переполнения все равно не доминировали, следовало бы изучить их детальней. Другие потери воспроизводятся удовлетворительно.

Для распадов на $2\pi^0$ потери при реконструкции оказались бы наиболее важной причиной расхождения ОМК с данными, если бы не было условий отбора на переполнения DCH и по χ^2 . Другие значительные вклады в потери вносят условия отбора по энергии кластера и отбрасывание события по причине лишнего кластера. ДОМК демонстрируют на 20 % больше потерь, вызванных лишним кластером, чем оверлеи в данных. Вероятно, это предел точности, с которой примененная модель отклика калориметра способна воспроизвести наложение кластеров.

Таблица 4. Вероятности основных потерь за вычетом приобретений (в единицах 10^{-4}), связанных с применением условий отбора распадов каонов на $\pi^0\pi^0$

Условие	Событие					
	K_S			K_L с учетом весов		
	ОМК	ДОМК	ОД	ОМК	ДОМК	ОД
<i>no_vtx</i>	$3 \pm 0,1$	$3 \pm 0,3$	$10 \pm 0,2$	$3 \pm 0,3$	$4 \pm 0,7$	$10 \pm 0,4$
<i>dch_ovf</i>	$15 \pm 0,2$	$40 \pm 0,9$	$46 \pm 0,3$	$15 \pm 0,5$	$40 \pm 2,1$	$42 \pm 0,8$
<i>cl_ener</i>	$4 \pm 0,4$	$4 \pm 0,9$	$3 \pm 0,3$	$3 \pm 0,8$	$2 \pm 2,0$	$2 \pm 0,7$
<i>cl_lkr_ac</i>	$0 \pm 0,1$	$0 \pm 0,2$	$0 \pm 0,1$	$0 \pm 0,2$	$0 \pm 0,5$	$0 \pm 0,2$
<i>cl_ddcel</i>	$0 \pm 0,2$	$1 \pm 0,4$	$0 \pm 0,1$	$0 \pm 0,4$	$0 \pm 0,9$	$0 \pm 0,3$
χ^2	$74 \pm 0,7$	$121 \pm 2,0$	$144 \pm 0,7$	$73 \pm 1,4$	$121 \pm 4,5$	$141 \pm 1,7$
<i>extra_cl</i>	$13 \pm 0,2$	$14 \pm 0,6$	$11 \pm 0,2$	$14 \pm 0,5$	$13 \pm 1,3$	$10 \pm 0,4$
<i>energy</i>	$1 \pm 0,2$	$1 \pm 0,5$	$0 \pm 0,2$	$1 \pm 0,6$	$1 \pm 1,4$	$0 \pm 0,5$
<i>t_S</i>	$0 \pm 0,2$	$0 \pm 0,5$	$1 \pm 0,2$	$13 \pm 2,5$	$22 \pm 6,1$	$11 \pm 2,2$

Если посмотреть на потери за вычетом приобретений, связанные с наложением условия отбора по t_S на распады в $2\pi^0$ (см. табл. 4), можно заметить, что в пучке K_L они довольно велики (1–2 пермилля). Причем эти потери не уравниваются итоговыми потерями на таком же уровне в пучке K_S . Казалось бы, это должно приводить для двойного отношения к поправке на случайную активность того же порядка. Однако результат расчета поправки (см. ниже) не показывает такой большой величины.

Объяснение заключается в том, что полный расчет учитывает не только потери и приобретения событий, но и изменение их весов, вызванное наложением случайного события. Смещение t_S , вызванное оверлеем, слегка асимметрично, что приводит к заметным потерям для $K_L \rightarrow 2\pi^0$ из-за того, что к ним применяется условие отбора $t_S > 0$. Этих потерь не существует для событий $K_S \rightarrow 2\pi^0$, поскольку для них начало распадного объема определяется не условием отбора, а аппаратно (с помощью вето ранних распадов в пучке K_S).

Однако благодаря почти плоскому распределению по t_S в начале распадного объема для K_L происходит только общий невидимый сдвиг всего распределения, что в конечном

итоге почти не влияет на результат. Иначе говоря, потери в данном случае хорошо компенсируются увеличением веса всех отобранных событий K_L .

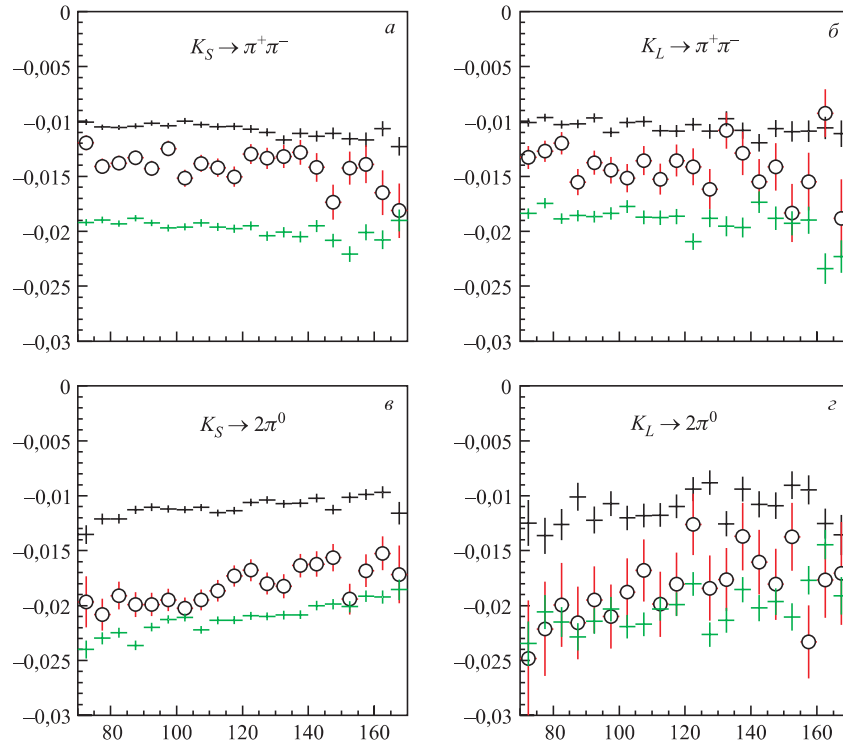


Рис. 4. Относительные итоговые потери в интервалах по энергиям каонов. Кружками обозначены потери для ДОМК, ближе к нулю — потери для ОМК, самые большие потери — для ОД

На рис. 4 приведены итоговые изменения энергетических спектров каонов после наложения случайной активности, в которых учтены потери, приобретения и изменения весов K_L . Можно убедиться, что общее влияние случайной активности хорошо уравновешивается между каонами из пучков K_L и K_S , распадающимися в одно и то же конечное состояние.

4.2. Проблема переполнений в дрейфовых камерах. Чтобы избежать записи событий с высокой множественностью попаданий, для каждой плоскости камер вырабатывалось условие переполнения в случае детектирования более семи попаданий в пределах 100 нс. В этом случае считывание срабатываний в этой плоскости не выполнялось и регистрировалось время переполнения. Это условие влияло как на триггер второго уровня, так и на реконструкцию событий. Следовательно, для обеспечения высокой эффективности триггера и реконструкции было необходимо наложить условие отбора на близость переполнений к событию во времени.

Для того чтобы минимизировать различие интенсивности пучка K_L , «наблюдаемое» зарегистрированными распадами каонов на нейтральные и заряженные пионы, в ходе

анализа накладывалось требование, чтобы как для $\pi^+\pi^-$, так и для $\pi^0\pi^0$ во временном интервале $\pm 312,5$ нс¹ вокруг времени события не было переполнений.

По данным табл. 1 можно увидеть, что главное расхождение в потерях между оверлеями в данных и ДОМК определяется условием отбора на отсутствие переполнений в дрейфовой камере.

При вычислении потерь, вызванных случайной активностью установки, мы игнорируем случаи, когда потеря вызвана переполнением в случайном событии, поскольку такие потери одинаковы во всех модах распадов, и их эффект сокращается в измеряемом двойном отношении R между распадами на нейтральные и заряженные пионы из одного и того же пучка.

Иначе говоря, нетривиальные потери из-за переполнений могут быть вызваны только новыми переполнениями, которых не было ни в исходном событии, ни в накладываемом случайном событии. Эти новые переполнения появляются после наложения срабатываний из двух событий внутри временного окна, в котором переполнения учитываются для проверки условия отбора.

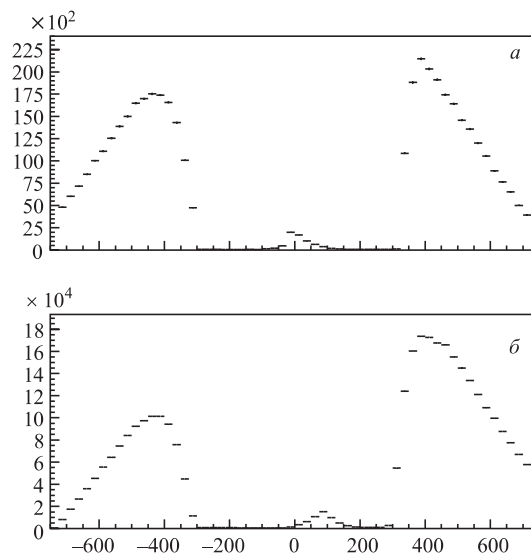


Рис. 5. Распределение времен переполнений в оверлеях распадов $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ для случаев, когда у оригинальных и случайных событий нет переполнений в интервале $\pm 312,5$ нс. а) Двойные оверлеи Монте-Карло; б) оверлеи данных

На рис. 5 можно увидеть распределение времени переполнений в оверлеях, у которых ни в одном из накладываемых событий не было переполнений в интервале $\pm 312,5$ нс. За пределами этого интервала можно увидеть в основном результат простого сложения распределений переполнений из двух событий, который зависит от интенсивности

¹200 единиц 25/16 нс, на которые делилась буферная память системы считывания дрейфовых камер.

пучков. Внутри этого интервала могут быть только новые переполнения, которые, собственно, и влияют на результат. Общие картины переполнений в оверлеях данных и ДОМК качественно похожи (если не обращать внимания на некоторый сдвиг времен новых переполнений). Но количественное суммирование дает на 25–30 % меньше новых потерь по отношению к уровню переполнений вне окна $\pm 312,5$ нс в случае ДОМК, чем в случае экспериментальных оверлеев. Это соответствует уровню расхождения в итоговых потерях, связанных с данным условием отбора.

Можно заметить, что потери на переполнения для распадов на $2\pi^0$ (табл. 2) воспроизводятся значительно лучше. Основной причиной срабатывания дрейфовых камер при распадах на $2\pi^0$ является случайная активность в установке (которая в ОМК берется из случайного экспериментального события), тогда как в случае распада на $\pi^+\pi^-$ имеется

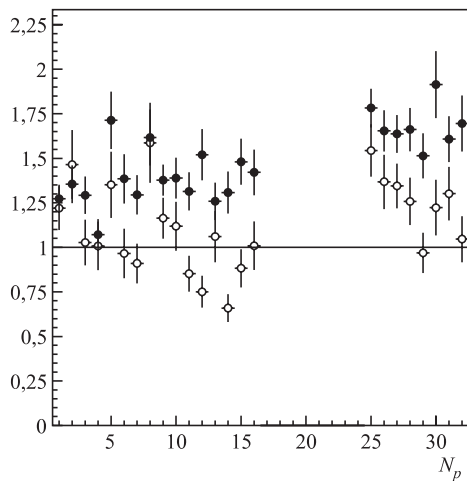


Рис. 6. Отношение нормированных на одно «хорошее» событие количеств «первых» новых переполнений в ОД к аналогичным величинам в случае ДОМК. Светлые кружки — распады $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$; темные — распады $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. По горизонтали отложен номер плоскости спектрометра

еще и вклад двух треков заряженных частиц. Этот последний вклад моделируется в монте-карловской части программы и, таким образом, может зависеть от особенностей этого моделирования.

На рис. 6 показаны отношения количества новых переполнений в расчете на одно хорошее исходное событие в ОД к таким же количествам в ДОМК (если переполнений в событии несколько, учтено только переполнение в плоскости с наименьшим номером — «первое» переполнение). Можно заметить, что в случае распада на $2\pi^0$ это отношение согласуется с единицей в передних плоскостях спектрометра и становится на 15–20 % больше для задних плоскостей. Причина заключается в отсутствии моделирования обратных ливней из жидкокриптонового калориметра, попадающих на эти плоскости, поскольку для моделирования использовались библиотеки ливней, в которых отражен только отклик калориметра на попадание в него частицы. Для распада на $\pi^+\pi^-$ есть дополнительная причина для расхождения, которая не зависит от положения камеры. Видимо, в монте-карловской модели генерируется недостаточное количество срабатываний в расчете на один заряженный трек, что можно отнести к категории эффектов недоучтенной в модели синхронной активности.

5. ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОПРАВКИ К ДВОЙНОМУ ОТНОШЕНИЮ R

Чтобы вычислить поправки к двойному отношению R , на записанные события ОМК были наложены все условия отбора, применяемые в анализе экспериментальных данных. События были распределены по 20 интервалам по энергии от 70 до 170 ГэВ. Далее для каждого энергетического интервала была заполнена специальная гистограмма, содер-

жащая распределение изменений веса события δw , вызванных наложением случайного экспериментального события на исходное монте-карловское. Вес события, отброшенного любым из условий отбора, считался равным 0, вес принятого события K_S всегда был равен 1, а вес K_L вычислялся в соответствии с (2).

Кроме потерь, приобретений и изменений веса, в результате наложения случайной активности может происходить еще и миграция событий между соседними интервалами по энергии. Если рассматривать этот случай как потерю в одном интервале и приобретение в другом, то суммарный результат будет точным, но оценка ошибки эффекта получится завышенной из-за игнорирования очевидной антикорреляции между соседними интервалами. Поэтому в данном случае событие считалось в равной доле принадлежащим двум энергетическим интервалам, между которыми происходила его миграция, и поэтому учитывалось только поровну распределенное между интервалами изменение его веса (для случая K_L), но не его потеря и приобретение. При этом полный эффект для двойного отношения по сравнению с учетом потери и приобретения изменялся менее, чем на 10^{-5} .

Затем для каждого интервала по энергии вычислялись среднее значение δw и его ошибка. Умножая их на число событий в интервале, можно получить изменение содержания Δw каждого интервала энергетического спектра, вызванное наложением случайной активности.

Разница между нескорректированным (вычисленным по методу средних логарифмов) и скорректированным R , полученная при игнорировании ошибок Δw , является величиной искомой поправки. Чтобы вычислить ошибку коррекции, были взяты исходные спектры четырех мод и ошибки в каждом бине были заменены на ошибки Δw . Вычисленное из таких спектров двойное отношение имело ошибку, принятую в качестве ошибки коррекции.

Для оценки δR_I необходимо измерить разницу относительных потерь для распадов на заряженные и нейтральные пионы, а также относительную разницу средних интенсивностей пучка K_L , «наблюдаемую» событиями K_L и K_S .

Результаты измерения различных индикаторов интенсивности пучка K_L [1–3], таких как вероятность обнаружения нескоррелированных по времени с основным событием кластеров в электромагнитном калориметре и нескоррелированных треков в спектрометре, привели к заключению, что относительная разница средних интенсивностей пучка наблюдаемых K_L и K_S не превышает 1%.

В свою очередь, измеренная с помощью ОМК разница потерь $I\Lambda^\pm - I\Lambda^0$, приведенная для каждого энергетического интервала на рис. 7, не превышает 0,5%. Учитывая недооценку в ОМК потерь на переполнения в дрейфовых камерах для распадов на $\pi^+\pi^-$, измеренную на основе сравнения оверлеев ДОМК и ОД (см. табл. 3), к этой разнице следует добавить еще 0,5%.

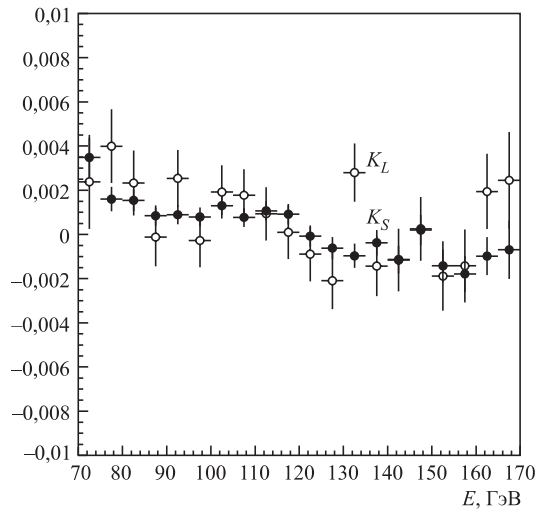


Рис. 7. Разница потерь $I\Lambda^\pm - I\Lambda^0$

Эта разница также была оценена из экспериментальных данных путем сравнения отношения количества событий $\pi^+\pi^-$ и $\pi^0\pi^0$, полученных в обычных сеансах с синхронными пучками K_L и K_S , и такого же отношения для сеанса с чистым пучком K_S , в котором эффекты случайной активности установки были на порядок меньше. Результатом этого исследования, выполненного в эксперименте NA-48 [2, 3], была следующая оценка

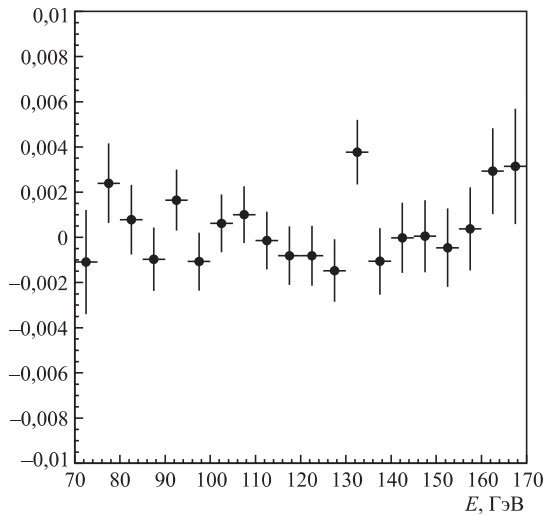


Рис. 8. Двойная разность потерь $I\delta\Lambda^\pm - I\delta\Lambda^0$

сколькo величина поправки совместима с нулем, было принято решение в окончательном результате учитывать только ее ошибку в составе систематической ошибки результата эксперимента NA-48 для сеанса 2001 г. [3]: $\delta R_\Lambda = (\pm 3) \cdot 10^{-4}$.

Благодарности. Автор благодарен всем коллегам из коллаборации NA-48 (ЦЕРН) за совместную работу по выполнению эксперимента и разработке его программного обеспечения, В. Д. Кекелидзе и Ю. К. Потребеникову за эффективное руководство участием сотрудников ОИЯИ в коллаборации NA-48, а также А. Гапоненко за сотрудничество в реализации механизма использования сегмента разделяемой памяти в пакете моделирования оверлейным методом Монте-Карло.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fanti V. et al.* A New Measurement of Direct CP Violation in Two Pion Decays of the Neutral Kaon // *Phys. Lett. B.* 1999. V. 456. P. 335–348.
2. *Lai A. et al.* A Precise Measurement of the Direct CP Violation Parameter $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ // *Eur. Phys. J. C.* 2001. V. 22. P. 231–254.
3. *Batley J. R. et al.* A Precision Measurement of Direct CP Violation in the Decay of Neutral Kaons into Two Pions // *Phys. Lett. B.* 2002. V. 544. P. 97–112.
4. GEANT — Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013. Geneva, 1994. P. 467.

измеряемой разницы: $(0,9 \pm 0,6)\%$. Поэтому для оценки эффекта различия вариаций интенсивности пучков было принято консервативное значение $I\Lambda^\pm - I\Lambda^0 = (1,0 \pm 0,5)\%$, а для сеанса 2001 г. [3] был принят вклад в неопределенность результата эксперимента, связанный с различием вариаций интенсивностей пучков, равный $(\pm 1,1) \cdot 10^{-4}$.

На рис. 8 приведен результат вычисления второго эффекта случайной активности δR_Λ в интервалах по энергиям. Как следует из табл. 3, недооценка потерь из-за переполнений в дрейфовых камерах одинакова для распадов $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ и, следовательно, сокращается в этой двойной разнице потерь. Поправка общего результата составила $\delta R_\Lambda = (1,29 \pm 2,84) \cdot 10^{-4}$. По-

5. *Wu T. T., Yang C. N.* Phenomenological Analysis of Violation of CP Invariance in Decay of K_0 and \bar{K}_0 // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 13. P. 380–386.
6. *Carosi R. et al.* A Measurement of the Phases of the CP -Violating Amplitudes in $K_0 \rightarrow 2\pi$ Decays and a Test of CPT Invariance // *Phys. Lett. B.* 1990. V. 237. P. 303–312.
7. *Белослудцев Д. А. и др.* Компьютинг для действующих экспериментов по физике частиц в ЛФЧ ОИЯИ. Препринт ОИЯИ Р10-2004-208. Дубна, 2004. 10 с.

Получено 15 июня 2006 г.