

6878

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



6878

ЭЖЗ. ЧИТ. ЗАЛА

P1 - 6878

В.К.Бирулев, А.С.Вовенко, Д.Вестергомби,
Т.С.Григалашвили, И.А.Голутвин, Б.Н.Гуськов,
Ю.В.Заневский, И.М.Иванченко, В.Г.Кривохижин,
В.В.Кухтин, М.Ф.Лихачев, М.Новак, А.Прокеш,
И.А.Савин, Ю.И.Саломатин, В.Е.Симонов,
Л.В.Сильвестров, Д.А.Смолин, Г.Г.Тахтамышев,
П.Т.Тодоров

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ
БЕСФИЛЬМОВОГО ИСКРОВОГО СПЕКТРОМЕТРА
ПО ИНВАРИАНТНОЙ МАССЕ

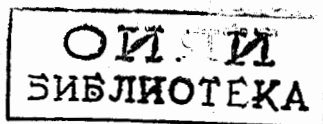
1973

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Р1 - 6878

В.К.Бирулев, А.С.Вовенко, Д.Вестергомби,
Т.С.Григалашвили, И.А.Голутвин, Б.Н.Гуськов,
Ю.В.Заневский, И.М.Иванченко, В.Г.Кривохижин,
В.В.Кухтин, М.Ф.Лихачев, М.Новак, А.Прокеш,
И.А.Савин, Ю.И.Саломатин, В.Е.Симонов,
Л.В.Сильвестров, Д.А.Смолин, Г.Г.Тахтамышев,
П.Т.Тодоров

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ
БЕСФИЛЬМОВОГО ИСКРОВОГО СПЕКТРОМЕТРА
ПО ИНВАРИАНТНОЙ МАССЕ



Эксперименты по исследованию регенерации нейтральных каонов на водороде ^{/1/} проводились на ускорителе 70 Гэв с помощью установки ^{/2/}, изображенной на рис. 1, при двух положениях мишени, соответствующих эффективным областям исследуемых импульсов 10-30 Гэв/с /геометрия 1/ и 20-40 Гэв/с /геометрия 2/. В геометрии 2 - с распадной базой длиной около 9 м - эксперимент проводился в течение трех отдельных сеансов работы на ускорителе, и была получена статистика в несколько раз большая, чем в геометрии 1, позволившая выяснить ряд методических вопросов.

Для того чтобы суммировать весь экспериментальный материал, необходимо было убедиться в его однородности и отсутствии систематических ошибок. Одним из параметров для сравнения информации является положение "массового" пика каонов, а также его ширина. Массовым пиком мы называем распределение событий по инвариантной массе двух пионов, которая определяется как

$$m_{\pi\pi} = [(E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2]^{1/2}, \text{ где } E_{1,2}^2 = (P_{1,2}^2 + m_{\pi}^2),$$

\vec{P}_1 и \vec{P}_2 - полная энергия и импульс распадных частиц, найденных геометрической программой реконструкции событий*.

События, являющиеся кандидатами в двухпионные распады каонов, должны иметь острый пик при $m_{\pi\pi}$, соответствующей массе каона, т.к. в этом случае для точного определения массы распавшегося каона достаточно параметров распада, определяемых в установке. Поэтому положение и ширина массового пика являются важными факторами при отборе двухпионных распадов каонов от всех остальных. Точное установление этих параметров позволяет существенно снизить фон и тем самым улучшает качество экспериментальной информации.

* При этом масса распадных частиц принимается равной массе пиона.

Исследование ширины массового пика и факторов, влияющих на разрешающую способность бесфильмового искрового спектрометра по массе, имеет самостоятельный методический интерес.

1. Сравнение массовых пиков разных сеансов

Распределение по инвариантной массе всех событий, найденных после каждого сеанса геометрической программой реконструкции, имеет вид, представленный на рис. 2.

Для сравнения массовых пиков разных сеансов были взяты только те события, для которых квадрат угла θ между направлениями падающего и регенерированного каона был меньше $0,6 \text{ мрад}^2$. Как было установлено ранее ^{/2/}, за пределами этого угла распады каонов на два пиона практически отсутствуют.

Массовые пики, полученные в разных сеансах при измерениях о водородом и без водорода, приведены на рис. 3,4, откуда видно, что все они имеют полуширину на полувисоте около 4 Мэв и центр при $m_{\pi\pi} = 498,75 \text{ Мэв}$. Небольшое ($\approx 0,2\%$) отклонение центра пиков от принятого табличного значения величины массы каонов /497,8 Мэв/ можно объяснить систематической ошибкой в измерениях интеграла поля магнита ^{/3/}. Впоследствии применялась специальная коррекция, в результате которой центр пиков совпал с табличным значением массы каонов.

Поскольку, как ясно из рис. 3,4, информация, полученная в разных сеансах, однородна, было произведено ее суммирование. Суммарная гистограмма, представляющая собой распределение по инвариантной массе, показана на рис. 4б. Она тоже имеет центр при $m_{\pi\pi} = 498,75$ и полуширину 4 Мэв. Так как эксперименты проводились в течение нескольких месяцев, полученные результаты демонстрируют высокую степень стабильности и воспроизводимости условий работы спектрометра.

2. Форма массового пика в зависимости от угла рассеяния

Характерная особенность гистограмм на рисунках 3,4 - наличие фона, который слева от каонной массы значительно больше, чем справа. Эта особенность есть отражение общего распределения по инвариантной массе всех событий без ограничения по углу рассеяния θ , среди которых большинство есть полулептонные распады $K-e-3$ и $K-\mu-3$. Очевидно, что фон под каонным пиком от полулептонных распадов будет тем больше, чем больший интервал углов выбирается для отбора событий - кандидатов в 2-пионные распады.

Вычитание идентифицированных полулептонных распадов существенно снижает фон. Например, на рис. 4б массовый пик показан без вычитания идентифицированных $K-\mu-3$ -распадов и с вычитанием последних. Как видно, после вычитания фон слева от массового пика уменьшается почти вдвое и становится равномерным по всей области инвариантных масс. В последнем случае одновременно с удалением $K-\mu-3$ -распадов был уменьшен угловой интервал, внутри которого отбирались двухпионные события, до величины $\theta^2 < 0,4 \text{ мрад}^2$.

Выбор граничной величины θ^2 можно осуществить, рассматривая массовые пики, построенные для разных угловых интервалов /рис. 5/. Рисунки показывают, что в области углов $\theta^2 > 0,4 \text{ мрад}^2$ пик двухпионных распадов неразличим на фоне полулептонных распадов. Таким образом, интегрально для всей области импульсов каонов, исследуемой в эксперименте / $\approx 10-50 \text{ Гэв/с}$ /, можно отбирать кандидаты в двухпионные распады среди событий, для которых $\theta^2 < 0,4 \text{ мрад}^2$. Более подробно угловое распределение двухпионных событий будет рассмотрено отдельно.

Поскольку с уменьшением интервала углов и вычитанием фона от $K-\mu-3$ -распадов оставшийся фон имеет равномерное распределение по инвариантной массе, можно считать, что он не влияет на ширину массового пика и не смещает его центр.

3. Энергетическая зависимость ширины массового пика

При изучении энергетической зависимости амплитуды регенерации нейтральных каонов ^{/5/} все события с импульсами от 10 до 50 Гэв/с разбивались на интервалы шириной $\pm 2 \text{ Гэв/с}$, внутри каждого из которых ширина массового пика предполагалась одинаковой. С увеличением статистики стало возможным изучить энергетическую зависимость разрешающей способности аппаратуры по инвариантной массе и проверить, нет ли расширения суммарного пика из-за его систематического смещения в зависимости от импульса. На рис. 6 представлены массовые пики, полученные для разных интервалов импульсов.

Каждый из пиков был аппроксимирован гладкой функцией типа

$$N_p(m_{\pi\pi}) = N_{\text{фон}}(P) + N_{\text{макс}}(P) \cdot \exp \left[- \frac{(m_{\pi\pi} - \bar{m}_{\pi\pi}(P))^2}{2\sigma_{m_{\pi\pi}}^2(P)} \right],$$

где первый член представляет фон, а второй - двухпионные распады. Результаты аппроксимации приведены в таблице.

Таблица
Энергетическая зависимость разрешающей способности
установки по инвариантной массе

P Гэв/с	$\sigma_{\pi\pi}$ Мэв	$\bar{m}_{\pi\pi}$ Мэв	χ^2 /17 ст.св./	$N_{\text{фон}}$
10-14 \pm 2	2,45 \pm 0,17	498,9 \pm 0,2	9,2	2,4
14-18	3,12 \pm 0,14	499,0 \pm 0,15	18,1	8
18-22	3,32 \pm 0,13	499,1 \pm 0,13	14,4	13,6
22-26	3,51 \pm 0,13	498,8 \pm 0,13	17,1	16
26-30	3,74 \pm 0,15	498,9 \pm 0,15	16,0	16,5
30-34	3,82 \pm 0,18	498,8 \pm 0,18	22,9	14,6
34-38	4,5 \pm 0,27	498,9 \pm 0,23	14,5	7,2
38-42	3,79 \pm 0,36	498,9 \pm 0,32	14,8	8,3
42-50 \pm 4	4,3 \pm 0,6	499,2 \pm 0,48	13,5	7,3

Из таблицы видно, что величина $\bar{m}_{\pi\pi}(P)$ /положение центров пиков/ не зависит от импульса и равна 498,8 \pm 0,3 Мэв.

Это означает, что отсутствует расширение суммарного массового пика из-за возможного сдвига центрального значения массы

в зависимости от импульса. Зависимость от импульса величины $\sigma_{\pi\pi}$ представлена на рис. 7. Эта зависимость с довольно хорошей степенью достоверности / $\chi^2 = 10$ при 8 ст.св./ аппроксимируется прямой линией

$$\sigma_{\pi\pi}(p) = A_1 + A_2 \cdot P,$$

где $A_1 = /2,06 \pm 0,18/$ Мэв и $A_2 = /0,058 \pm 0,008/$ Мэв/ Гэв/с,
 P - импульс каона /Гэв/с/.

Полученный результат имеет довольно простое качественное физическое объяснение. Исходя из определения инвариантной массы для симметричного распада каонов большой энергии, когда оба пиона вылетают под углом 90° в с.ц.м. к направлению полета каона в л.с. и все углы в л.с. являются малыми, можно показать, что экспериментальная ошибка в определении массы в первом приближении не зависит от импульса. Зависимость от импульса появляется во втором приближении, что и подтверждается наблюдаемым фактом: $A_1 \gg A_2$.

4. Моделирование разрешающей способности спектрометра по инвариантной массе

Для количественного объяснения полученной зависимости ширины массового пика от импульса падающих каонов была предпринята попытка получить аналогичные результаты методом Монте-Карло. Для этой цели в кинематические характеристики генерированных методом Монте-Карло событий вносились различные экспериментальные ошибки, после чего включалась программа геометрической реконструкции и события восстанавливались вновь. Главными из рассмотренных экспериментальных ошибок оказались три: ошибка в определении координаты трека в искровой камере, в определении эффективности камер и ошибки, связанные с многократным кулоновским рассеянием в веществе вдоль траекторий заряженных частиц.

Учет экспериментальных ошибок осуществлялся следующим образом. Координаты треков в искровых камерах, точно полученные методом Монте-Карло, случайным образом разбрасывались вокруг истинных значений, исходя из предположения, что отклонения искр в обеих проекциях имеют равновероятное распределение в пределах $\pm 0,75$ мм. При этом предполагалось, что эффективности искровых промежутков равны 0,9. Учет многократного рассеяния осуществлялся путем случайного розыгрыша смещения треков и изменения угла выхода частиц после прохождения блока искровых камер с прилегающим к нему веществом.

После моделирования события были разбиты на те же импульсные интервалы, что и в эксперименте. Для них были построены массовые пики, которые затем аппроксимировались функцией Гаусса. Полученные в результате стандартные отклонения массовых пиков в зависимости от импульса нанесены на рис. 7, откуда видно, что согласно экспериментальных и теоретических величин весьма удовлетворительное.

Для проверки вклада каждой из трех указанных выше причин размытия массового пика первые две не рассматривались. При этом массовые пики сужались всего на 10%. Это означает, что главный вклад в экспериментальную ширину массового пика дает многократное рассеяние частиц в веществе вдоль траектории движения в спектрометре.

Литература

1. А.С.Вовенко и др. Депонированные сообщения ОИЯИ, Б2-1-5362, Дубна, 1970 и Б1-1-6010, Дубна, 1971.
2. С.Г.Басиладзе и др. ОИЯИ, Р1-5361, Дубна, 1970.
3. А.С.Вовенко и др. Депонированное сообщение ОИЯИ, Б1-13-4545, Дубна, 1969.
4. В.К.Бирулев и др. ЯФ, 15, 959 /1972/.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 января 1973 года.

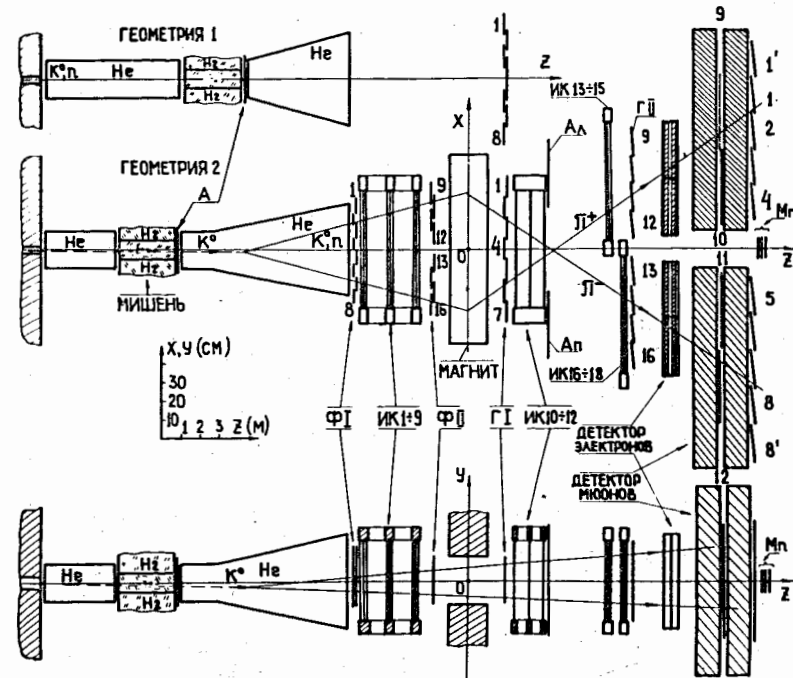


Рис. 1. Схема бесфильмового искрового спектрометра для экспериментов по регенерации нейтральных каонов.

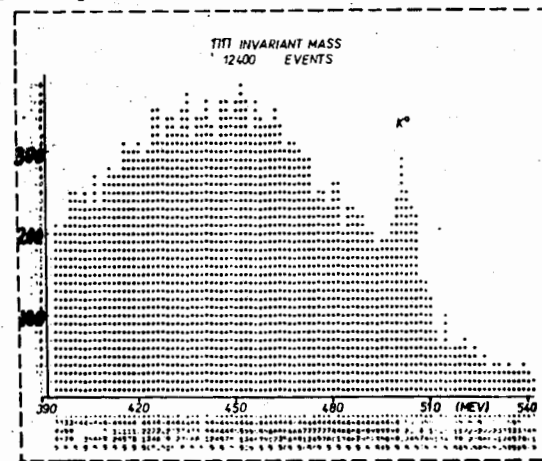


Рис. 2. Пример распределения по инвариантной массе всех событий, найденных с помощью геометрической программы.

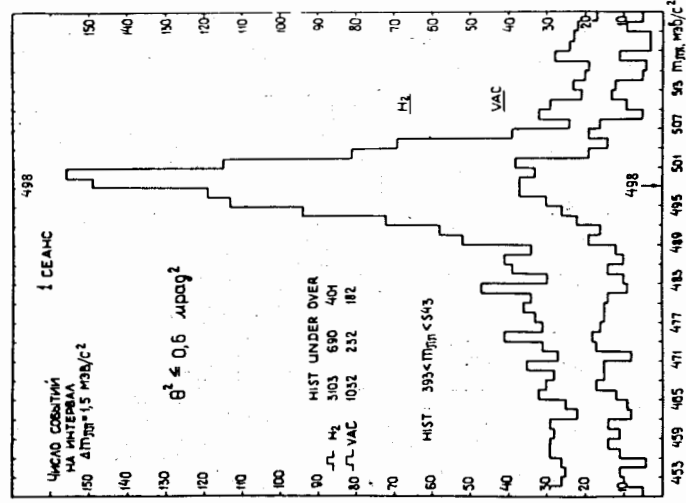
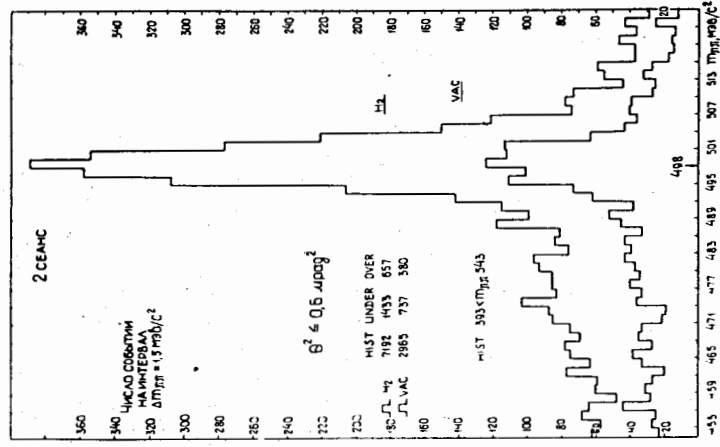
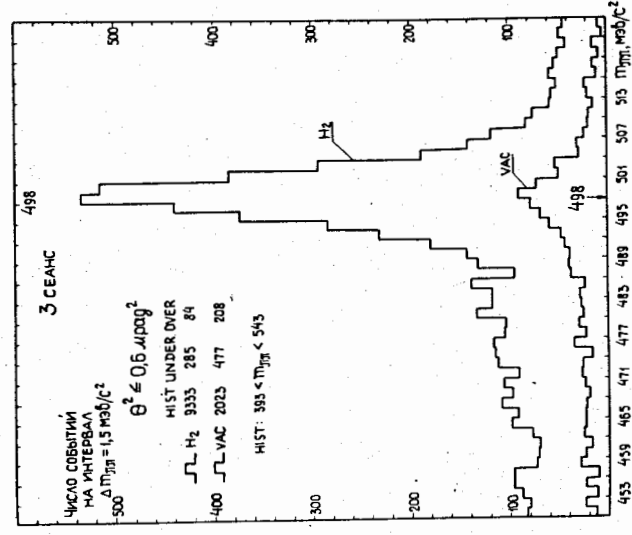
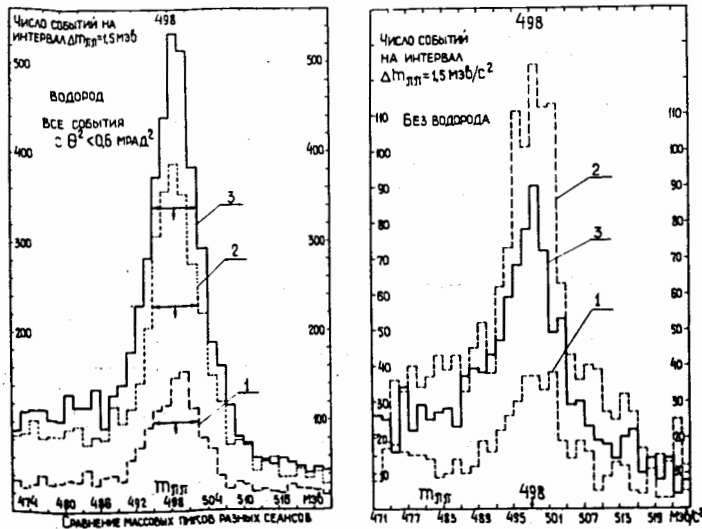
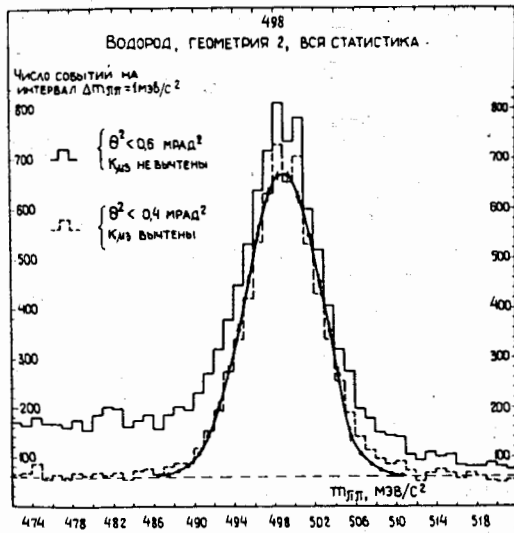


Рис. 3. Массовые пики, полученные при измерениях с водородом и без водорода в разных сеансах.





а



б

Рис. 4. Сопоставление массовых пиков разных сеансов /а/ и суммарный массовый пик /б/ для геометрии 2.

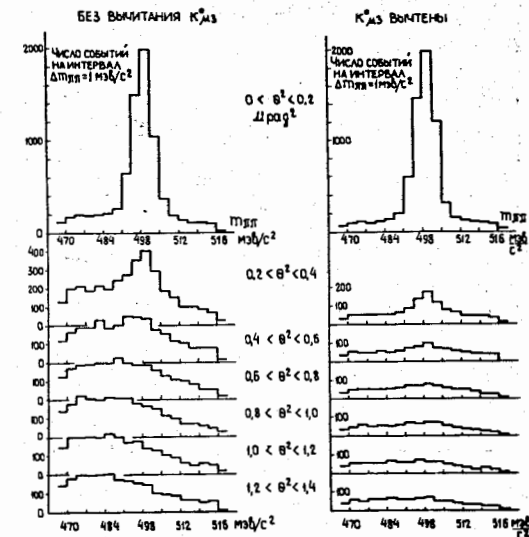


Рис. 5. Массовые пики для разных углов рассеяния.

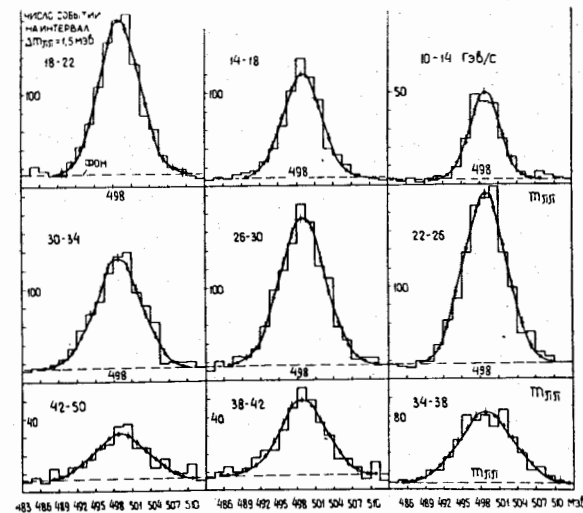


Рис. 6. Массовые пики, полученные для разных импульсных интервалов.

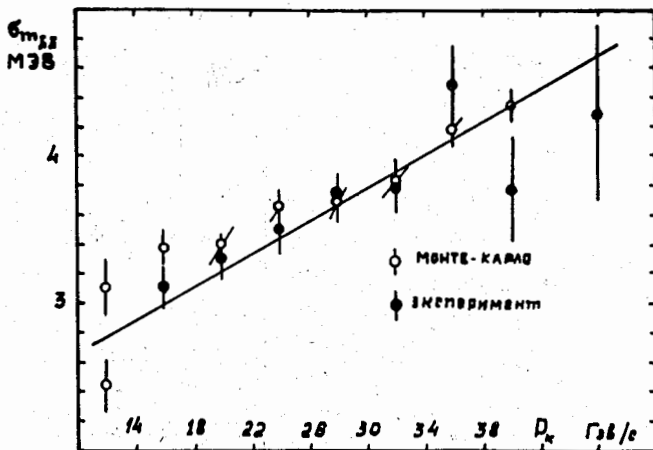


Рис. 7. Разрешающая способность спектрометра по инвариантной массе в зависимости от импульса каонов.