

93-168



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P1-93-168

А.Ю.Бонюшкина, И.М.Иванченко, В.Д.Кекелидзе,
П.В.Мойсенз, В.В.Пальчик, Т.Б.Прогулова,
Г.Т.Татишвили, А.С.Чвыров

АЛГОРИТМЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ K_s^0 и Λ^0 ,
РЕГИСТРИРУЕМЫХ СПЕКТРОМЕТРОМ
ЭКСЧАРМ

1993

Установка ЭКСЧАРМ, физический запуск которой осуществлен в начале 1993 г., расположена в канале 5Н ускорителя У-70 в пучке нейтронов с энергией 50-70 ГэВ. Главными научно-физическими задачами, решаемыми на установке, являются: проведение исследований Λ_c^+ - и D -мезонов с целью уточнения данных БИС-2 [1]; вопрос о существовании узких барионов M_c и M и их основных свойствах [2]; изучение асимметрии вылета продуктов распада очарованных частиц относительно плоскости их рождения и определение их поляризации; поиск и исследование различных каналов распада очарованно-странных барионов Ξ_c^0 и Ξ_c^+ .

1. Спектрометр

Схематичное изображение события, регистрируемого установкой ЭКСЧАРМ, представлено на рис. 1. Основу спектрометра составляют: спектрометрический магнит

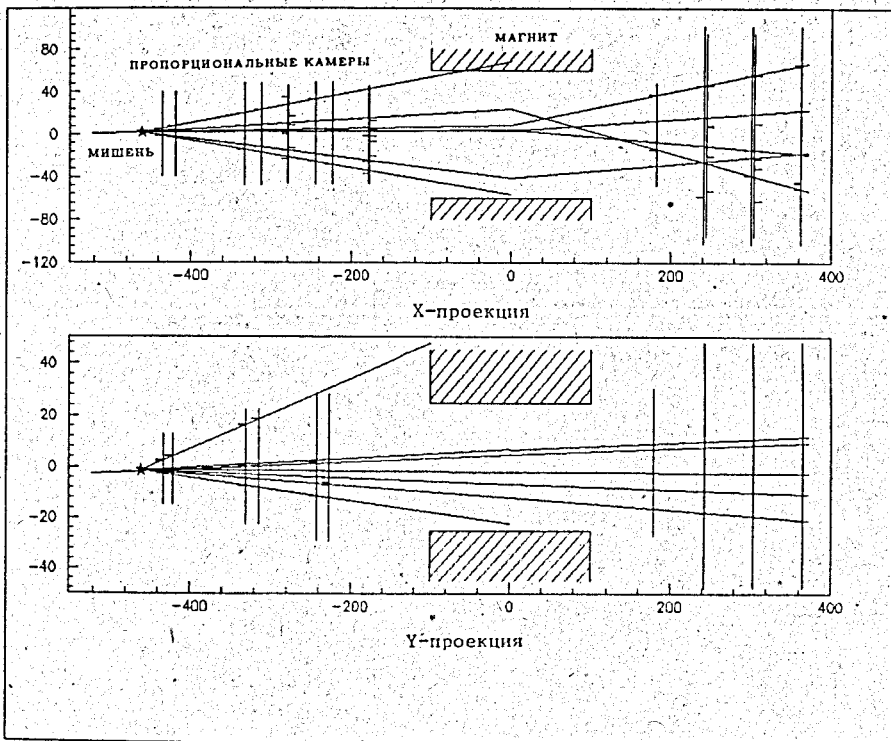


Рис. 1. Изображение события, регистрируемого установкой ЭКСЧАРМ

новки, адронный калориметр для определения и мониторинга энергетического спектра нейтронного пучка.

Система пропорциональных камер спектрометра ЭКСЧАРМ используется как для регистрации координат прохождения частиц через установку, так и для выработки импульса запуска установки. Она обеспечивает, при сравнительно небольшом количестве вещества в рабочем объеме, приемлемые временные и точностные характеристики установки при интенсивности падающего пучка, обеспечивающей примерно $3 \cdot 10^5$ взаимодействий нейтронов с ядрами мишени.

Пропорциональные камеры имеют шаг намотки сигнальных проволок 2 мм. Все камеры до магнита и одна за магнитом — двухкоординатные и содержат в едином газовом объеме две сигнальные плоскости: "X" — с вертикальной намоткой проволок и "Y" — с горизонтальной, либо "U" — имеющих угол намотки проволок 22,5 градусов с вертикалью и "V" — угол 22,5 градусов. Остальные пропорциональные камеры после магнита состоят из трех сигнальных плоскостей "XYV" каждая, что облегчает геометрическую реконструкцию многотрековых событий, и имеют площадь $100 \cdot 200$ см.

2. Методика оценки кинематических параметров и массы $K_s^0(\Lambda^0)$

Кинематические параметры и масса $K_s^0(\Lambda^0)$ определялись на основе оценок аналогичных переменных соответствующих продуктов распада (для $K_s^0 - \pi^+, \pi^-, \Lambda^0 - p, \pi^-$). Исходной информацией для определения кинематических параметров продуктов распада служат зарегистрированные пропорциональными камерами координаты траекторий $(\bar{X}), (\bar{Y})$ и физические характеристики рабочей среды.

Основные особенности данной задачи состоят в наличии неоднородного магнитного поля, в слабых рассеивающих свойствах рабочей среды и требовании высокой точности определения необходимых переменных.

Введем декартову систему координат XYZ такую, что ось OZ направлена по пучку и проходит через центр установки, начало системы координат совпадает с центром магнита, а ось OY направлена вдоль основной составляющей магнитного поля. Рассмотрим вектор параметров

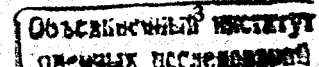
$\vec{P}(x_0, y_0, a_x, a_y, p)$, где
 x_0 — x-координата траектории для $z = z_0$;
 y_0 — y-координата траектории для $z = z_0$;
 a_x — угловой коэффициент в плоскости XOZ для $z = z_0$;
 a_y — угловой коэффициент в плоскости YOZ для $z = z_0$;
 p — значение импульса в точке (x_0, y_0, z_0) .

Было рассмотрено два метода определения \vec{P} . В первом подходе (метод "раздельного" фита) все параметры за исключением p вычислялись как параметры реконструкции прямолинейного участка траектории до магнита, затем, при аналогичных параметрах траектории после магнита, в предположении однородности магнитного поля вычислялось p :

$$p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} \quad (1)$$

где $p_x = p_1 \cdot \cos \arctan a_x, p_z = p_1 \cdot \sin \arctan a_x, p_y = p_z \cdot a_x, p_1 = H / (\sin \arctan a_x - \sin \arctan a_x^{am})$, H — интеграл магнитного поля, a_x^{am} — угловой коэффициент траектории в плоскости XOZ после магнита.

Во втором подходе (метод "совместного" фита) параметры траектории определялись методом, различные модификации которого, отличающиеся алгоритмами учета



различных возмущающих факторов и аппроксимантами траекторий, рассмотрены в работе [3]. В этом подходе система обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка, описывающая движение частицы в магнитном поле, решалась численным методом последовательных приближений (модифицированный метод Пикара [4]). Для построения итерационного процесса использовалась система уравнений:

$$\begin{cases} x = x_0 + a_x(z - z_0) + \frac{1}{p}A_1(z), \\ y = y_0 + a_y(z - z_0) + \frac{1}{p}A_2(z), \end{cases} \quad (2)$$

где

$$A_1(z) \equiv \int_{u=z_0}^{u=z} \int_{v=z_0}^{v=u} F(v) dv du,$$

$$A_2(z) \equiv \int_{u=z_0}^{u=z} \int_{v=z_0}^{v=u} G(v) dv du,$$

$$F(z) \equiv \frac{f(x', y', B_x, B_y, B_z)}{1 - E(p, z)/p},$$

$$G(z) \equiv \frac{g(x', y', B_x, B_y, B_z)}{1 - E(p, z)/p},$$

$E(p, z)$ — функция энергетических потерь,

$$f(x', y', B_x, B_y, B_z) \equiv \frac{c}{c} (1 + x'^2 + y'^2)^{1/2} [y' B_z - (1 + x'^2) B_y + x' y' B_x],$$

$$g(x', y', B_x, B_y, B_z) \equiv \frac{c}{c} (1 + x'^2 + y'^2)^{1/2} [(1 + y'^2) B_x - x' B_z - x' y' B_y].$$

Для вычисления \vec{P} на каждом шаге итерационного процесса применялся обобщенный метод наименьших квадратов. Начальные оценки x', y', B_x, B_y, B_z, p для вычисления повторных интегралов $A_1(z), A_2(z)$ получаем, применяя кусочную аппроксимацию проекции траектории на плоскости XOZ, YOZ полиномами не выше третьего порядка. Текущее значение \vec{P} вычисляется в результате решения системы нормальных уравнений $[E^T \cdot D^{-1}(\vec{V}) \cdot E] \cdot \vec{P} = E^T \cdot D^{-1}(\vec{V}) \cdot \vec{V}^T$, где

E — структурная матрица, соответствующая системе (2);

$D(\vec{V})$ — ковариационная матрица измерений \vec{V} , учитывающая корреляцию погрешностей измерений точек траекторий [5];

$$\vec{V} \equiv \vec{X} \cup \vec{Y}.$$

Найденное значение \vec{P} используется для уточнения $A_1(z)$ и $A_2(z)$, после чего выполняется следующая итерация и т.д. до достижения необходимой точности определения \vec{P} .

Найденные значения \vec{P} и табличные значения масс продуктов распада служат информацией для оценки массы $K_0^0(\Lambda^0)$.

3. Численные результаты определения кинематических параметров и массы $K_0^0(\Lambda^0)$

В качестве компьютерной платформы использовалась неоднородная двухмашинная система (ЕС-1066-РС-386), позволяющая эффективно использовать взаимодополняющие возможности центральной и персональной ЭВМ. Передача необходимой базы данных осуществлялась скоростными коммуникационными средствами [6]. Для графического представления данных использовалась система ИРИС[7].

Оценка необходимых параметров проводилась для двух вариантов магнитного поля [8], представленных на рис.2 и 3.

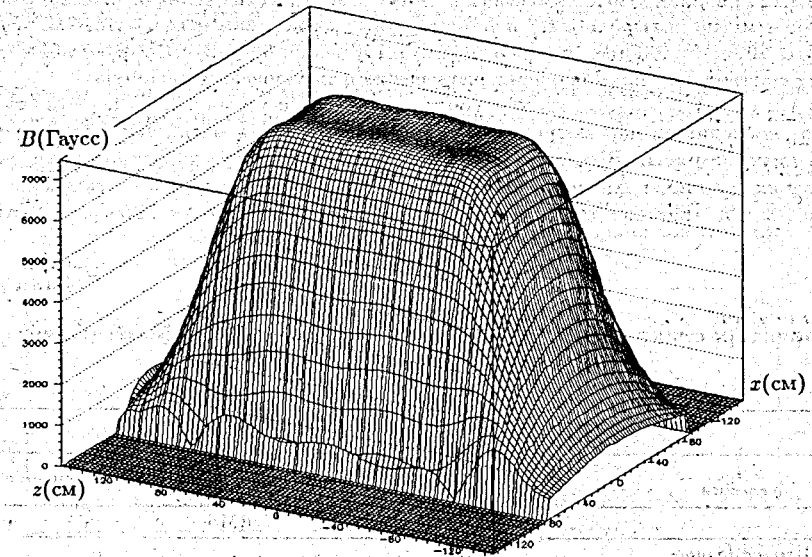


Рис. 2. Распределение магнитной индукции для $y = 0$

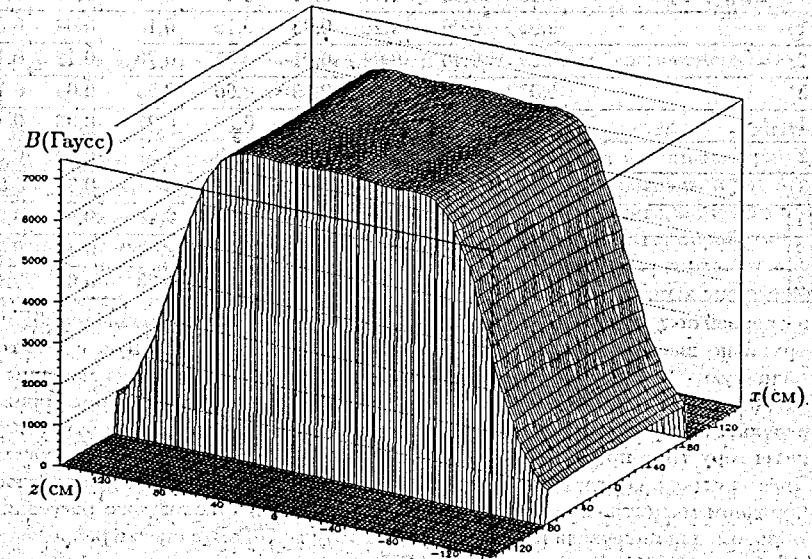


Рис. 3. Распределение магнитной индукции для $y = 0$

В каждом варианте использовалось восемь статистических выборок моделированных событий (по четыре для K_s^0 и Λ^0) с импульсами нейтральных частиц 7,5 ГэВ/с, 10 ГэВ/с, 20 ГэВ/с, 30 ГэВ/с и поперечными импульсами 0,5 ГэВ/с, 1 ГэВ/с, 1,5 ГэВ/с, 2 ГэВ/с соответственно. Для оценки разрешения использовалась величина $\Delta V = V_{\text{модель}} - V_{\text{реконструкция}}$, где V – соответствующая переменная. На первом этапе оценка необходимых параметров проводилась для варианта магнитного поля, представленного на рис.2. В таблице 1 приведены интегральные характеристики распределения величины Δm (м-масса $K_s^0(\Lambda^0)$): RMS, MV – стандартное отклонение и среднее, σ и a – параметры гауссиана, аппроксимирующего полученное распределение.

Таблица 1

Характеристики статистического распределения Δm (в МэВ) (метод "совместного" фита)

Условия	Λ^0				K_s^0			
	Стандартная ошибка		Смещение		Стандартная ошибка		Смещение	
	RMS	σ	MV	a	RMS	σ	MV	a
1. Неоднородное магнитное поле	0,05	0,05	-0,05	0,02	0,04	0,04	-0,30	0,02
2. (1)+ $D_{BR}MWPC(0,2)$	0,29	0,32	-0,06	-0,01	0,38	0,49	0,03	-0,06
3. (2)+ $E_{loss} + C_{scat}$	0,99	0,93	-0,17	0,01	2,68	2,64	0,11	-0,11
4. (1)	0,05	0,06	-0,25	0,03	0,15	0,15	0,04	0,05
5. (2)	0,39	0,40	0,04	-0,01	0,55	0,70	-0,12	0,13
6. (3)	1,03	1,01	0,20	0,10	2,60	2,55	0,04	0,13
7. (1)	0,08	0,07	-0,30	0,20	0,19	0,27	-0,33	-0,16
8. (2)	0,64	0,58	-0,20	-0,30	2,18	1,87	-0,24	-0,21
9. (3)	1,33	1,26	-0,03	0,01	3,74	3,68	-0,39	0,01
10. (1)	0,14	0,19	-0,04	-0,10	0,35	0,40	-0,44	-0,38
11. (2)	0,98	0,90	-0,30	-0,10	3,06	2,73	-0,37	-0,41
12. (3)	1,52	1,47	-0,10	0,10	4,52	4,03	-0,62	-0,18

Строки с первой по третью соответствуют импульсу нейтральной частицы $p=7,5$ ГэВ/с, с четвертой по шестую – $p=10$ ГэВ/с, с седьмой по девятую – 20 ГэВ/с, с десятой по двенадцатую – 30 ГэВ/с. Первая строка соответствует прохождению частицы в неоднородном магнитном поле, представленном на рис.2. Во второй строке приводятся результаты при "включении" ошибок регистрации траектории, соответствующих детектору типа пропорциональная камера с расстоянием между проволоками 0,2 см. Третья строка соответствует условиям воздействия на частицу, движущуюся в неоднородном магнитном поле, энергетических потерь и кулоновского рассеяния. Таким образом, для интервала импульсов от 7,5 ГэВ/с до 30 ГэВ/с оценка разрешения массы Λ^0 больше 0,001 ГэВ и меньше 0,0015 ГэВ, а погрешность импульса Λ^0 больше

0,046 ГэВ/с и меньше 0,374 ГэВ/с, для K_s^0 соответственно больше 0,0026 ГэВ и меньше 0,004 ГэВ, больше 0,044 ГэВ/с и меньше 0,334 ГэВ/с.

Результаты математического эксперимента позволяют сделать следующие выводы:

- рассматриваемые методы дают сравнимые оценки кинематических переменных/массы (см. рис.4) для варианта магнитного поля, представленного на рис.2;
- оценка слабо зависит от поперечной составляющей импульса;
- многократное кулоновское рассеяние и ошибки регистрации траекторий пропорциональными камерами являются основными факторами возмущения оценки массы и вносят сравнимый вклад в окончательную оценку.

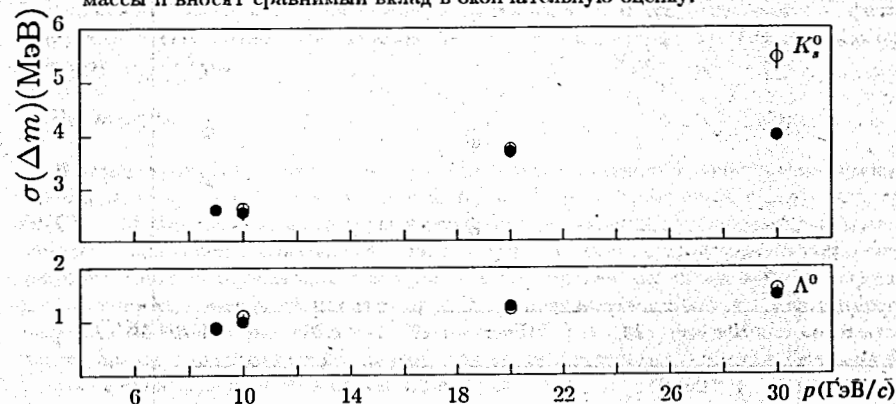


Рис.4. Точность восстановления массы K_s^0 и Λ^0 (● - метод "совместного" фита, ○ - метод "раздельного" фита)

На втором этапе изучалась конфигурация установки со вторым вариантом магнитного поля (что соответствует реальным условиям), представленным на рис.3. Как и на первом этапе, анализировались траектории продуктов распада K_s^0 и Λ^0 . Для заданных значений поперечного импульса большая часть траекторий пересекает периферийные области магнитного поля ($|x| \geq 30$ см). Результаты обработки смоделированного материала представлены на рис.5. Следует подчеркнуть, что данные, относящиеся к методу "раздельного" фита, получены для различных апостериорных значений интеграла поля, зависящих от импульса исходной частицы.

- [5] В.Ф.Вишневский и П.М.Иванченко. Воспроизведение кинематических параметров частиц по снимкам следов в трековых камерах с учетом неоднородности магнитного поля, потерь энергии и кулоновского рассеяния. ОИЯИ, Р-2467, Дубна, 1965; ПТЭ. 1966. №6. с.64.
- [6] В.В.Кореньков и др. Программно-аппаратный комплекс Fast Link. ОИЯИ. ЦБ ЛВТА №38, 4-5699, Дубна, 1992.
- [7] И.М.Иванченко и др. Распределенная графическая система на базе вычислительного комплекса центральная-персональная ЭВМ: ОИЯИ, Р10-88-913, Дубна, 1988.
- [8] Д.А.Кириллов и др. Полиномиальное представление компонент измеренного магнитного поля спектрометра ЭКСЧАРМ. ОИЯИ, Р11-92-436, Дубна, 1992.

Рукопись поступила в издательский отдел

14 мая 1993 года.