

С 344.1и1+С 344.1ш

С-375

723/82  
Б2-10-81-761



Симонов В.Е. и Тахтамышев Г.Г.  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б2-10-81-761

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1981

52-10-87-761

В.Е.СИМОНОВ, Г.Г.ТАХТАМЫШЕВ

ОЦЕНКА РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СПЕКТРОМЕТРА  
БИС-2 МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛЮ.

Руководитель  
в.е.симонов  
г.г.тахтамышев  
1 декабрь 87

Дубна, 1981г.

ОЦЕНКА РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ  
СПЕКТРОМЕТРА БИС-2  
В.Е.СИМОНОВ

## I. ВВЕДЕНИЕ

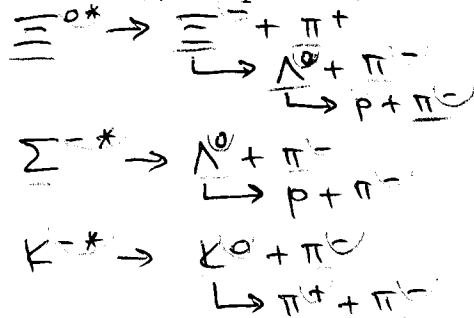
Спектрометр БИС-2 в настоящее время работает на серпуховском ускорителе в пучке нейтронов с энергией около 40 Гэв. Он включает в себя магнит с апертурой  $100 \times 30 \text{ см}^2$  и двухкоординатные пропорциональные камеры с шагом намотки 2 мм. Основной физической задачей, выполняемой на этой установке, является поиск новых узких резонансов в системах, содержащих  $\Lambda$ -гиперон и/или нейтральный  $K$ -мезон.

Подробное описание спектрометра приведено в работе /1/.

В настоящей работе исследуется разрешающая способность спектрометра БИС-2, т.е. точность, с которой он позволяет восстановить геометрические и кинематические параметры регистрируемых событий.

## 2. ПРОЦЕДУРА

Для определения разрешающей способности спектрометра использовалась следующая процедура. Моделировалось либо рождение одиночных резонансов  $\Xi^{0*}$  (1530),  $\Sigma^{-*}$  (1385) или  $K^{0*}$  (892) с последующим каскадным распадом:



либо рождение системы, состоящей из одной нейтральной и двух заряженных частиц ( $\Lambda^0 \pi^+ \pi^0$  или  $K^0 \pi^+ \pi^0$ ), либо рождение системы двух нейтральных частиц ( $\Lambda^0 K^0$ ). В первых двух случаях динамика рождения выбиралась более или менее произвольно, в случае системы  $\Lambda^0 K^0$  предполагался дифракционный механизм рождения. Затем моделировалось прохождение всех заряженных частиц, включая продукты распада, через спектрометр с учётом многократного кулоновского рассеяния и шага намотки камер. Для этого использовалась программа "ТВИСТ" /2/. Расположение пропорциональных камер и их размеры приведены в Таблице I.

Начало координат было выбрано в центре магнита и направление пучка совпадало с осью  $Z$ . Предполагалось, что все камеры имеют эффективность 100% и каждая заряженная частица вызывает срабатывание не более чем одной проволоки в каждой рабочей плоскости камеры.

В результате пропускания события через процедуру "ТВИСТ" получался массив, содержащий номера всех сработавших <sup>АВШ</sup> проволок во всех камерах. Затем методом наименьших квадратов по точкам, соответствующим сработавшим проволокам, проводились треки и восстанавливались кинематические параметры заряженных и нейтральных частиц.

После моделирования некоторого числа событий  $N$  ( $N \sim$ несколько тысяч), для интересующих нас кинематических характеристик вычислялись второй и четвертый моменты ( $\bar{a}_2$  и  $\bar{a}_4$ ), по которым затем вычислялись стандартное отклонение  $\underline{\sigma}$  и его мера разброса  $\Delta \underline{\sigma}$ . Например, для оценки точности восстановления импульса:

$$\bar{a}_2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (p_i - p_{0i})^2$$

$$\bar{a}_4 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (p_i - p_{0i})^4,$$

где  $p_{0i}$  - истинный импульс частицы в  $i$ -м событии, а  $p_i$  - импульс, вычисленный после реконструкции трека. Дисперсия второго момента может быть вычислена по следующей формуле /3,4/ :

$$d_2 = \frac{1}{N} (a_4 - a_2^2)$$

Далее, стандартное отклонение и мера его разброса вычислялись обычным образом:

$$\underline{\sigma} = \sqrt{a_2}, \quad \Delta \underline{\sigma} = \frac{1}{2} \sqrt{d_2 / a_2}$$

Эти величины и приведены в таблицах и на графиках.

Такая процедура позволяет оценить предельную или наилучшую разрешающую способность, которую можно достичь на данной установке. Реально разрешающая способность будет хуже из-за дополнительных факторов, таких как эффективность камер, алгоритм распознавания треков, неточ-

ности в установке камер и др. В принципе, влияние всех вышеперечисленных факторов может быть устранено, однако, на практике они играют вполне заметную роль. Поэтому результаты, которые мы приводим в настоящей работе, могут рассматриваться как нижняя граница или идеал, к которому следует стремиться при настройке установки.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ.

Основными характеристиками спектрометра, которые нас интересовали, были:

- а) точность измерения импульса как одиночных ~~иногда~~ заряженных частиц, так и многочастичных систем;
- б) точность пространственной реконструкции вершины события (например, точки распада  $\Lambda^0$ -частицы или точки рождения  $K^*$ -резонанса);
- в) точность определения эффективной массы в 2-х, 3-х или 4-х трековых событиях;
- г) зависимость этих характеристик от поля анализирующего магнита.

В основном, набор статистики на установке БИС-2 проводился при поле  $H=0,64$  Гэв/с, поэтому большинство результатов приведено для этого значения поля.

На Рис.1 показана абсолютная ( $\sigma_p$ ) и относительная ( $\sigma_p/p$ ) точности определения импульса заряженных частиц в зависимости от импульса  $\bar{p}$ . Эти характеристики относятся к частицам, выходящим из мишени и проходящим, следовательно, все камеры. Распадная база для  $\Lambda^0$ - и  $K^0$ -частиц составляет 2 м: от мишени ( $Z_{I}=-480$  см) и почти до 4-й камеры ( $Z_{2}=-280$  см). Для продуктов распадов этих частиц точность реконструкции импульса, в среднем, хуже из-за того, что они регистрируются не во всех камерах.

На Рис.2 представлены зависимости точности определения импульса  $\Lambda^0$  и  $K^0$ -частиц и суммарного импульса этих частиц от магнитного поля. Эти данные получены на основе моделирования процесса дифракционной диссоциации нейтрона в систему  $\Lambda^0 K^0$ . Видно, что ошибка в определении импульса этих частиц растёт сравнительно медленно при уменьшении

поля от 0,64 Гэв/с до 0,48 Гэв/с; при дальнейшем уменьшении поля темп роста ошибки увеличивается.

В таблице 2 приведены точности определения  $X$ - и  $Y$ - координат вершин двухчастичных ( $\Lambda^0$  и  $K^0$ ) и многочастичных событий ( $K^{*-}$ ,  $\Xi^{*-}$ ,  $\Xi^{0*}$ ) при разных импульсах этих частиц, или резонансов. Из таблицы видно, что в среднем как  $X$ , так и  $Y$ - координата определяется с точностью  $\pm 2$  мм и эта величина слабо зависит от импульса частицы.

Точность восстановления  $Z$ - координаты вершины события показана на Рис.3. Среднее значение этой величины около 5 см и ход изменения её с импульсом разный для разных частиц.

Важным критерием при реконструкции многотрекового события является расстояние наименьшего сближения между треками. В Таблице 3 приведена зависимость этого параметра от импульса для частиц  $\Lambda^0$  и  $K^0$  и резонансов  $\Sigma^{*-}$  и  $K^{*-}$ . Все приведённые в таблице величины варьируются в пределах от 0,5 до 1 мм.

Наибольшее значение при поиске новых резонансов имеет разрешение спектрометра по эффективной массе. Эта характеристика показана на Рис.4. Следует отметить, что при реконструкции событий, содержащих  $\Lambda$ -гиперон или  $K$ - мезон, массы этих частиц брались из таблицы; поэтому ошибка определения, например, массы  $\Xi^{*-}$ -гиперона меньше, чем ошибка в массе  $\Lambda^0$ -частицы. Более ярко этот эффект виден на примере  $K^{*-}$  и  $K^0$ : аппаратное разрешение по массе для  $K^{*-}$  почти в два раза лучше, чем для  $K^0$ , хотя  $K^0$  входит в состав продуктов распада  $K^{*-}$ . В то же время естественная ширина резонансов  $K^{*-}$  и  $\Sigma^{*-}$  существенно выше, чем аппаратное разрешение, поэтому ширина массовых пиков, наблюдаемых в эксперименте, должна практически совпадать с их естественной шириной.

На Рис.5 показано как меняется разрешение по массе для  $\Lambda^0$  и  $K^0$  с изменением магнитного поля. Видно, что эта зависимость довольно слабая, т. е. аппаратная ширина для этих частиц изменится очень мало, если даже поле будет уменьшено до 0,32 Гэв/с. Этот результат

представляет несомненный интерес, поскольку эффективность регистрации большинства процессов заметно растёт при уменьшении магнитного поля.

*Александр  
Симонов*

Подписи к рисункам.

Рис.1(а) Зависимость абсолютной точности определения импульса заряженных частиц  $\sigma_p$  (Гэв/с) от импульса  $\bar{p}$  (Гэв/с).

Рис.1(б) Зависимость относительной точности определения импульса  $\sigma_p/\bar{p}$  от импульса  $\bar{p}$  (Гэв/с).

Рис.2(а) Абсолютная точность ( $\sigma_p$  (Гэв/с)) определения импульса  $\Lambda^0$  (символ  $\circ$ ) и  $K^0$  (символ  $\bullet$ ) в зависимости от величины поля анализирующего магнита  $H$  (Гэв/с).

Рис.2(б) То же для относительной точности  $\sigma_p/\bar{p}$ .

Рис.3 Точность реконструкции  $\underline{z}$  - координаты вершины события  $\sigma_z$  (см) в зависимости от импульса частицы  $\bar{p}$  (Гэв/с).

(а)  $\circ$  -  $\Lambda$  - гиперон

$\bullet$  -  $K^0$  - мезон

(б)  $\Delta$  -  $\Lambda$  - гиперон  $\Xi^-$  - гиперон

$\square$  -  $\Xi^{0*}$  - резонанс

$\blacksquare$  -  $K^{*-}$  - резонанс

Рис.4 Точность восстановления эффективной массы  $\sigma_m$  (Мэв/с<sup>2</sup>) как функция импульса  $\bar{p}$  (Гэв/с).

(а)  $\bullet$  -  $K^0$  - мезон

$\circ$  -  $\Lambda$  - гиперон

$\Delta$  -  $\Xi^-$  - гиперон

(б)  $\Delta$  -  $K^{*-}$  - резонанс

$\blacksquare$  -  $\Sigma^{*-}$  - резонанс

$\square$  -  $\Xi^{0*}$  - резонанс

Рис.5 Точность восстановления массы  $\Lambda^0$ -частицы (символ  $\circ$ ) и  $K^0$ - мезона (символ  $\bullet$ )  $\sigma_m$  (Гэв/с<sup>2</sup>) в зависимости от магнитного поля  $H$  (Гэв/с). Импульсы  $\Lambda^0$  и  $K^0$  - частиц находятся в интервале 20  $\div$  25 Гэв/с.



Таблица I.

Номер камеры	Z -коорд. (см)	X-коорд. центра камеры (см)	Рабочий размер камеры $\Delta X \Delta Y$ (см <sup>2</sup> )
I	-468,7	0	6 x 6
2	-347,9	0	32 x 30
3	-310,9	0	38,4 x 30
4	-270,2	0	38,4 x 30
5	-223,1	0	79,2 x 27,6
6	-182,5	0	79,2 x 27,6
7	178,8	0	96 x 57,6
8	227,0	0	96 x 57,6
9	262,1	0	96 x 57,6
10	359,8	38	96 x 57,6
11	391,6	-35	96 x 57,6

Расположение и размеры пропорциональных камер в установке  
БИС-2.

Таблица 2.

	$\Lambda^0$	$K^0$	$M^{-*}$	$\Xi^-$	$\Xi^{0*}$	$K^*$
-10	1,58+0,60 1,13+0,40	0,67+0,06 0,84+0,07				
0-15	1,16+0,08 1,14+0,08	0,57+0,03 0,78+0,04	0,72+0,22 0,62+0,20			0,68+0,11 0,70+0,11
5-20	1,26+0,05 1,20+0,05	0,69+0,03 0,77+0,03	1,23+0,13 0,94+0,10	1,48+0,14 2,34+0,22	0,24+0,07 0,49+0,14	0,80+0,07 0,84+0,07
0-25	1,18+0,04 1,51+0,05	0,80+0,03 0,86+0,03	1,41+0,08 0,92+0,05	2,24+0,11 2,78+0,14	0,89+0,08 1,29+0,11	0,97+0,05 0,82+0,04
5-30	1,39+0,04 1,58+0,05	0,93+0,03 0,98+0,03	1,40+0,06 1,01+0,05	2,52+0,09 2,27+0,08	0,86+0,05 1,13+0,06	0,99+0,04 0,77+0,03
0-35	1,48+0,04 1,54+0,04	1,04+0,03 1,08+0,03	1,47+0,05 1,13+0,04		1,75+0,07 1,69+0,07	1,15+0,03 0,87+0,03
5-40	1,59+0,04 1,60+0,04	1,17+0,03 1,13+0,03	1,43+0,05 1,12+0,04	3,11+0,42 1,61+0,22		1,24+0,03 0,94+0,02

Точность восстановления X-координаты  $\sigma_x$  (мм) (верхнее число в клетке) и Y-координаты  $\sigma_y$  (мм) (нижнее число) точки распада частицы в зависимости от её импульса  $p$  (Гэв/с).

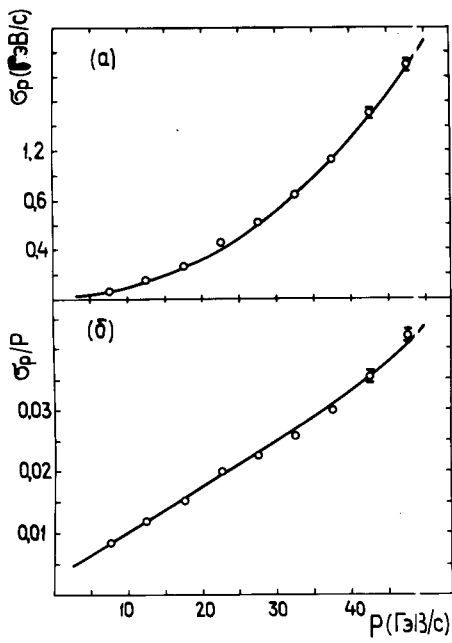
Таблица 3

$p$	$\Lambda^0$	$K^c$	$\Sigma^{-*}$	$K^{-*}$
- 10	0,56+0,20	0,83+0,07		
10 - 15	0,73+0,05	0,71+0,04	0,45+0,13	0,94+0,15
15 - 20	0,71+0,03	0,69+0,03	0,91+0,07	0,55+0,05
20 - 25	0,80+0,03	0,73+0,02	0,71+0,03	0,71+0,04
25 - 30	0,78+0,02	0,75+0,02	0,71+0,03	0,61+0,02
30 - 35	0,80+0,02	0,76+0,02	0,77+0,02	0,62+0,02
35 - 40	0,80+0,02	0,77+0,02	0,85+0,02	0,62+0,02

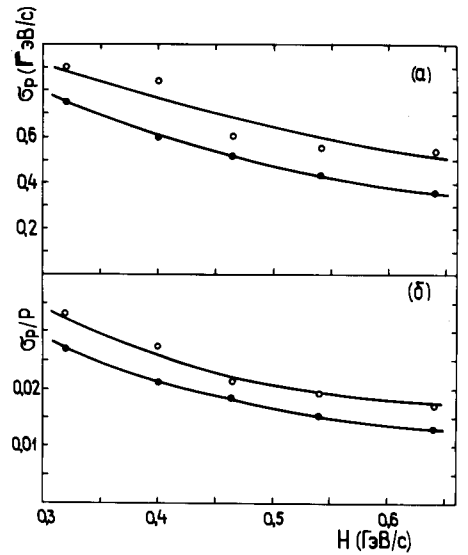
Расстояние наименьшего сближения треков  $h$  (мм) в зависимости суммарного импульса  $p$  (Гэв/с).

## ЛИТЕРАТУРА

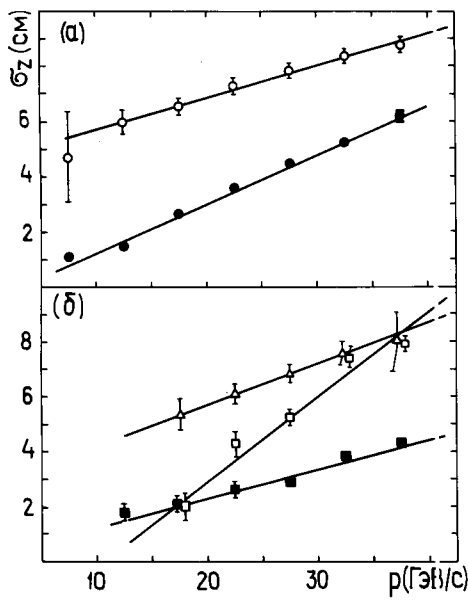
1. Г. Айхнер и др., ОИЯИ I-80-644, Дубна 1980 .
2. Г.Г. Тахтамышев, ОИЯИ I-80-640, Дубна 1980 .
3. Г. Крамер "Математические методы статистики", Москва 1948, **ГОС. ИЗДАТ. ИН. ЛИТ.**, (формула 27.3.1, стр.380 )
4. Г. Корн и Т. Корн "Справочник по математике", "НАУКА", Москва 1968  
(формула I9.2-16, стр.539)



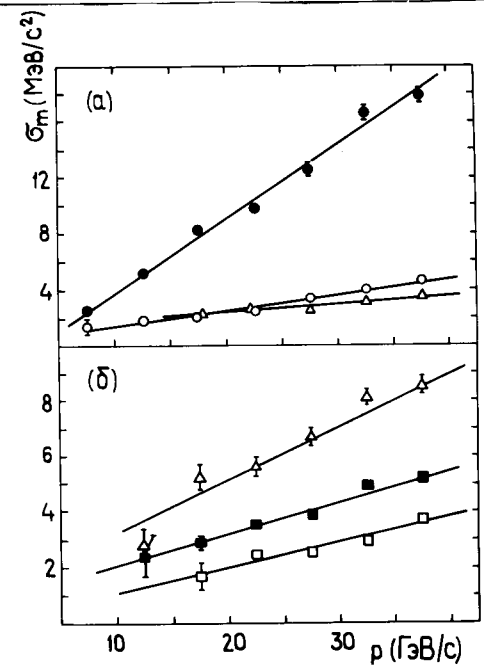
**Рис. 1**



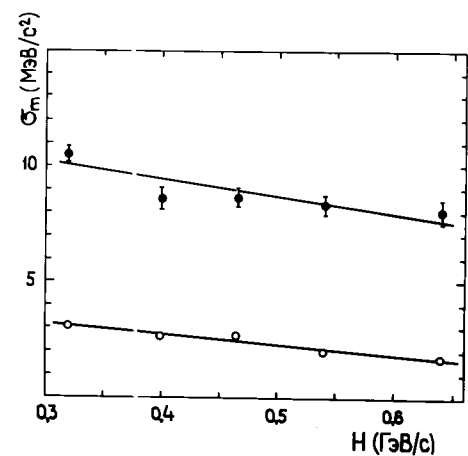
**Рис. 2**



**Рис. 3**



**Рис. 4**



**Рис. 5**