

**B.382**  
**K.64**

Сибирское отделение Российской Академии наук  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера

КОНКУРС МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ

СЕКЦИЯ

“ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ”

ДОКЛАДЫ

НОВОСИБИРСК

1999

# Высокоинтенсивный источник поляризованных атомов дейтерия для ядерных экспериментов на ВЭПП-3

Шестаков Ю.<sup>1</sup>

---

## Аннотация

Описан источник поляризованных атомов дейтерия для экспериментов на ВЭПП-3. Основное новшество источника — использование сверхпроводящих шестиполосных магнитов для увеличения телесного угла захвата атомов и получения их рекордной интенсивности. Представлена схема источника и результаты его моделирования. Приведены результаты измерения основных параметров источника.

---

## 1 Введение

На протяжении последних десятилетий дейтрон является объектом пристального внимания со стороны физиков — экспериментаторов, т.к. представляет собой простейшую ядерную систему, состоящую из двух нуклонов. Особый интерес представляют эксперименты с поляризованными дейтронами, позволяющие получать информацию о спиновой структуре ядерного взаимодействия [1].

В Институте ядерной физики им. Будкера уже много лет проводятся эксперименты по рассеянию электронов на внутренней поляризованной дейтериевой мишени на накопителе ВЭПП-3 [2]. На рисунке 1 представлены мировые данные измерений одной из компонент тензорной анализирующей способности реакции упругого рассеяния электронов на поляризованной дейтериевой мишени  $T_{20}$  как функции от переданного импульса. Как видно, наиболее интересной областью для исследования является область больших переданных импульсов ( $3 - 5 \text{ фм}^{-1}$ ), где различие между теоретическими кривыми становится значительным. Однако, при увеличении переданного импульса сечение упругого рассеяния резко падает. Для достижения необходимой статистической точности измерения необходимо увеличить светимость эксперимента, что можно сделать за счёт

<sup>1</sup> м.н.с. ИЯФ, научный руководитель — канд. физ.-мат. наук Топорков Д.К.

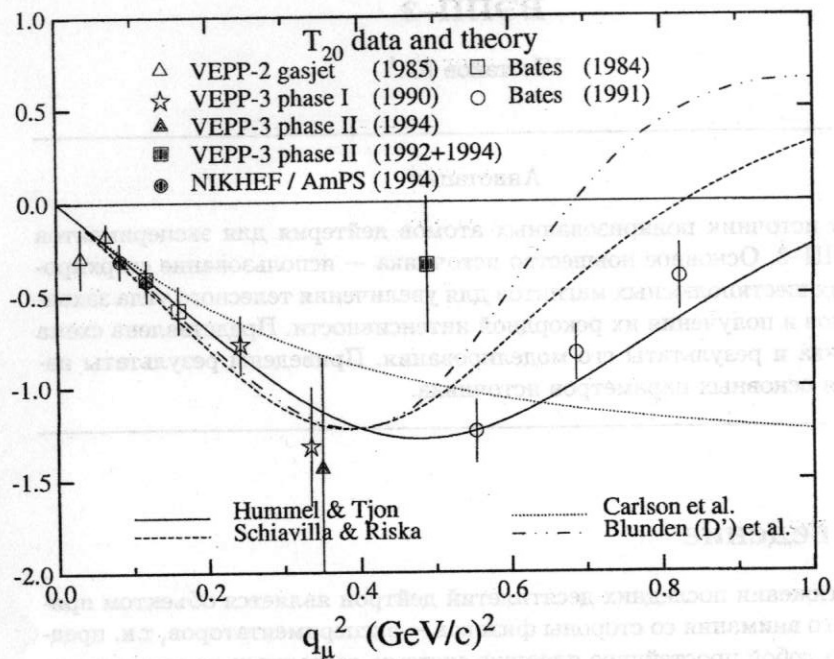


Рис. 1: Мировые данные по измерениям  $T_{20}$  в зависимости от переданного импульса.

использования более плотной мишени. С этой целью был спроектирован и изготовлен высокоинтенсивный источник поляризованных атомов, позволяющий увеличить толщину мишени более чем в 10 раз.

## 2 Описание источника поляризованных атомов дейтерия. Результаты компьютерного моделирования

Общий вид источника изображён на рисунке 2. Он состоит из диссоциатора, пяти сверхпроводящих шестиполосных магнитов и двух блоков ВЧ переходов. Молекулярный дейтерий поступает в диссоциатор где

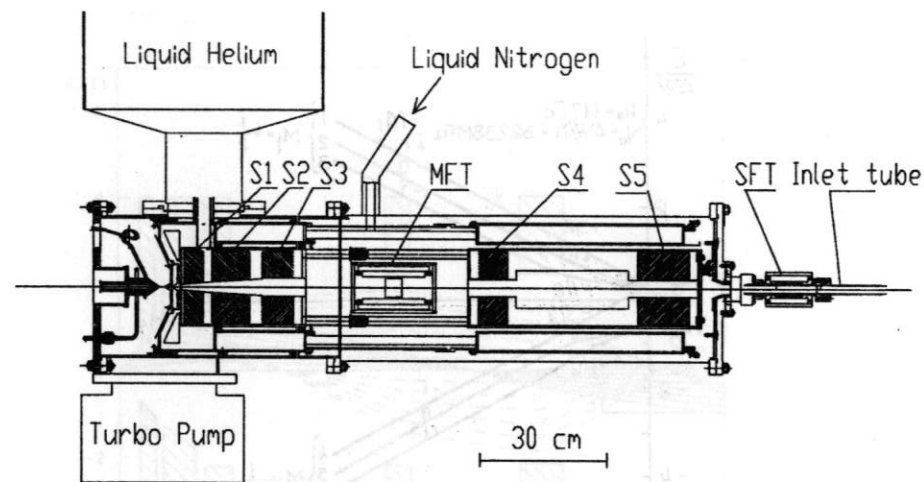


Рис. 2: Общий вид источника поляризованных атомов. S1-S5 — сверхпроводящие шестиполосные магниты, MFT — блок ВЧ переходов в среднем поле, SFT — блок ВЧ переходов в сильном поле.

разлагается на атомы, которые затем в виде направленной струи входят в первую группу сверхпроводящих шестиполосных магнитов. Под действием магнитного поля, происходит разделение энергетических уровней атомарного дейтерия как показано на рисунке 3. Каждый уровень однозначно определяется проекцией спина электрона  $M_j$  и проекцией ядерного спина  $M_i$ . Атомы, которые имеют проекцию электронного спина  $+1/2$  фокусируются магнитным полем шестиполюля. Атомы, имеющие проекцию  $-1/2$  дефокусируются и, выходя из струи, откачиваются. Таким образом, через первую группу магнитов проходят атомы, у которых заселены только первые три энергетических состояния. При этом, атомы поляризованы по спину электрона. Для получения ядерной поляризации используются блоки высоко-частотных переходов. Блок ВЧ переходов в слабом магнитном поле (MFT) и блок ВЧ переходов в сильном поле (SFT). В первом блоке индуцируются последовательно три ВЧ перехода между энергетическими состояниями. Вначале, атомы из 3-го энергетического состояния переходят в 4-ый, затем, из 2-го в 3-ий и, далее, из 1-го во 2-ой. Таким образом, на выходе блока MFT атомы находятся во 2-ом, 3-ем и 4-ом энергетических состояниях. После первого блока ВЧ переходов струя атомов проходит через вторую группу сверхпроводящих шестиполосных магнитов, которые убирают атомы, находящиеся в 4-ом

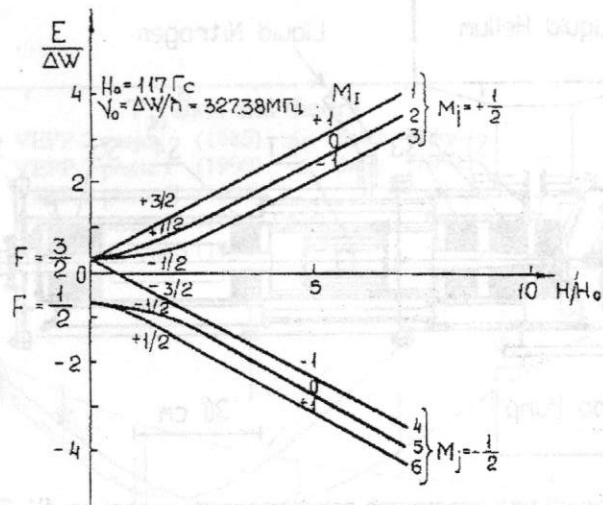


Рис. 3: Сверхтонкая структура атомарного дейтерия в магнитном поле. энергетическом состоянии, т.к. у них проекция электронного спина  $-1/2$ . Далее, атомы проходят через второй блок ВЧ переходов где индуцируется переход из 2-го состояния в 6-ое, либо из 3-го в 5-ое. В результате, на выходе из источника будут атомы, у которых заселены только два энергетических состояния — 3-е и 6-е или 2-е и 5-е. При этом, тензорная поляризация, вычисленная по формуле  $P_{zz} = 1 - 3 \cdot n_0$  ( $n_0$  — относительная заселённость атомов с  $M_i = 0$ ) равна соответственно 1 или -2. Тензорно-поляризованные атомы через инжекционную трубку транспортируются в накопительную ячейку, которая располагается внутри вакуумной камеры ВЭПП-3 и используется для создания газовой мишени.

Основное новшество данного источника по сравнению с уже существующими в мире — использование сверхпроводящих шестиполусных магнитов для увеличения телесного угла захвата атомов и создания благоприятных вакуумных условий вдоль их движения, т.к. внутренние стенки вакуумной камеры источника, имея температуру жидкого гелия, являются хорошим крионасосом.

Компьютерное моделирование, проведённое на начальном этапе создания источника, позволило выбрать оптимальную геометрию магнитной системы, при  $H_0$  на рисунке 4 представлены траектории атомов с  $M_j = +1/2$  в магнитной системе источника. На рисунке 5 показано распреде-

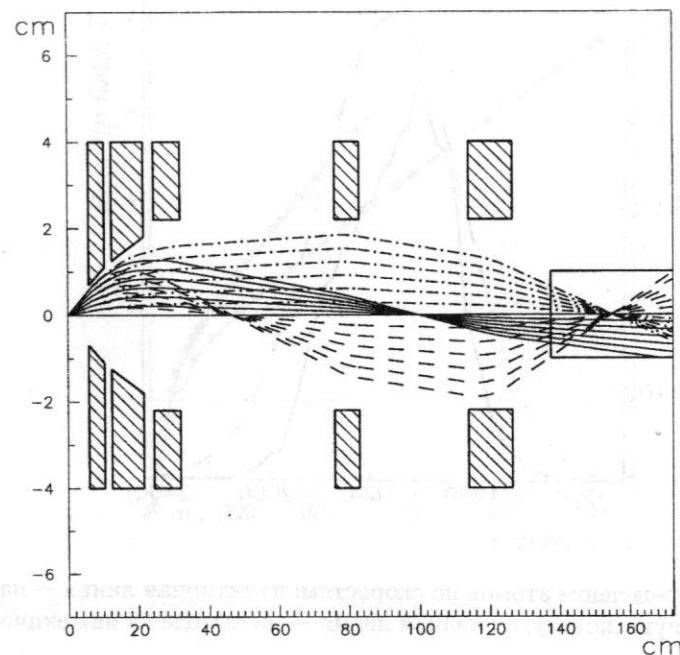


Рис. 4: Траектории атомов дейтерия в магнитной системе источника, имеющих скорости  $1.30 \cdot 10^5$  см/сек (сплошная линия),  $1.0 \cdot 10^5$  см/сек (пунктирная линия) и  $1.6 \cdot 10^5$  см/сек (точечно-пунктирная линия).

ление атомов по скоростям на входе в магнитную систему и на выходе из инжекционной трубки. Расчёты показывают, что из полного числа атомов с  $M_j = +1/2$ , которые входят в магнитную систему около 67% попадают в накопительную ячейку.

### 3 Результаты испытаний отдельных узлов источника

Все магниты источника делались из мягкой стали 08КП. В качестве обмотки использовался сверхпроводящий NbTi провод с диаметром 0.5 мм

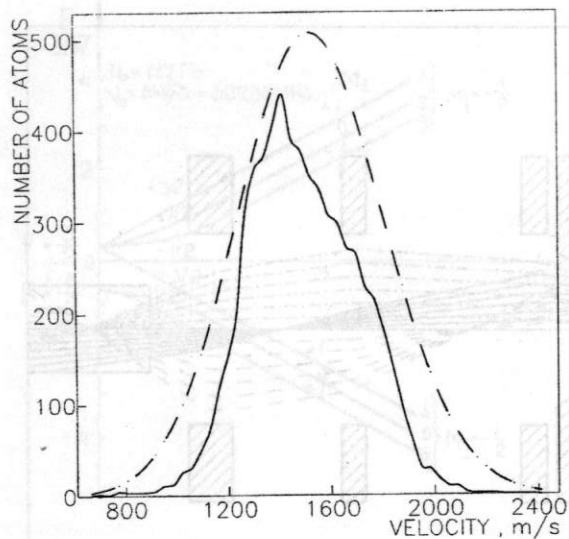


Рис. 5: Распределение атомов по скоростям: пунктирная линия — на входе в магнитную систему, сплошная линия — на выходе из инжекционной трубки.

для первых двух магнитов и диаметром 0.85 мм для остальных трёх. Каждый магнит после изготовления был испытан в криостате, заполненном жидким гелием [3].

На рисунке 6 представлены результаты измерения магнитного поля для двух магнитов (2-го и 3-го) как функции тока через обмотку. Параметры магнитов представлены в таблице 1. Как было сказано выше, дезинтеграция молекул дейтерия на атомы производится с помощью ВЧ диссоциатора, конструкция которого аналогична [4]. ВЧ разряд индуцируется внутри кварцевой трубки с внутренним диаметром 10 мм и толщиной стенки 1.5 мм, охлаждаемой водой. Для зажигания и поддержки ВЧ разряда используется генератор, работающий на частоте 16 МГц. Мощность, потребляемая разрядом, зависит от потока газа и меняется в пределах от 250 Вт до 400 Вт. Сопло имеет диаметр 2.5 мм и внутренний угол сужения 20 градусов. Наружный же угол сужения равен 50 градусов. Сопло охлаждается жидким азотом для уменьшения температуры атомов и увеличения телесного угла их захвата магнитами. Общий вид

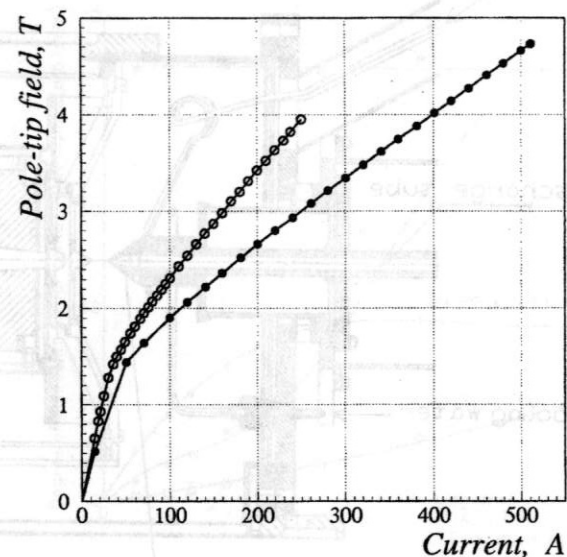


Рис. 6: Магнитное поле как функция тока через обмотку магнита.

Таблица 1: Положение магнитов вдоль источника и их параметры.

	внутренний диаметр	поле на полюсе	длина	положение
	[см]	[Т]	[см]	[см]
сопло	0.2	—	—	0
1 магнит	1.4–2.2	3.2–3.7	4.5	6
2 магнит	2.5–3.6	4.2–4.3	9.0	12.5
3 магнит	4.4–4.4	4.6–4.6	7.5	24.5
4 магнит	4.4–4.4	4.6–4.6	7.0	76.0
5 магнит	4.4–4.4	4.6–4.6	12.5	114.0
инжекц. трубка	2.0	—	35.0	137.5

диссоциатора изображён на рисунке 7. Для измерения степени диссоциации молекул в атомы использовался квадрупольный масс спектрометр, который располагался на оси следования неполяризованных атомов, вытекающих из сопла. На рисунке 8 показаны сигналы квадрупольного масс

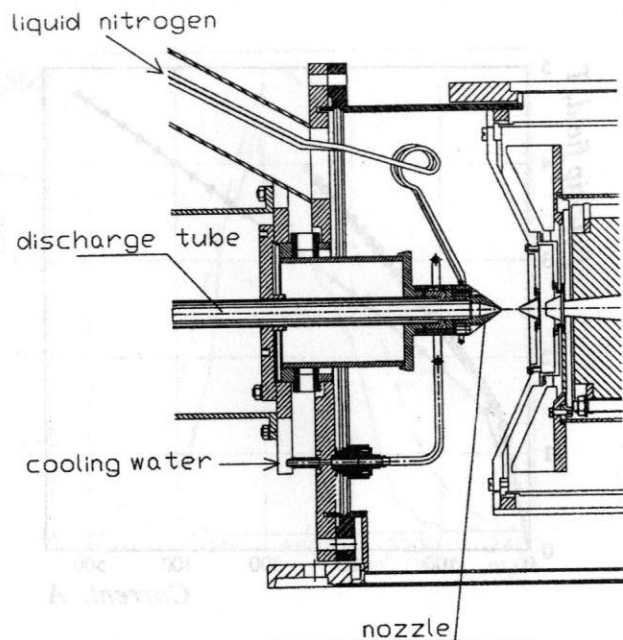


Рис. 7: Схема ВЧ диссоциатора.

спектрометра в зависимости от потока газа. Степень диссоциации определялась по соотношению атомарного и молекулярного сигналов (верхние звёздочки на рисунке 8). При этом производилась её нормировка на степень диссоциации, определённую по изменению молекулярного сигнала с включенным и выключенным ВЧ разрядом при малом потоке газа (0.1-0.2 куб.см/сек), когда ослабление молекулярного пучка мало. Как видно из рисунка 7 степень диссоциации почти не меняется вплоть до газового потока 1.5 куб.см/сек. и равна примерно 90%.

С помощью времяпролётной методики были определены параметры пучка атомов, вытекающих из сопла. Атомы проходили сквозь чопер, который представляет собой вращающуюся металлическую пластину круглой формы. В пластине имеется узкая щель, которая периодически пересекала атомарную струю и атомы, пройдя через неё, попадали в квадрупольный масс спектрометр, расположенный на оси пучка на расстоянии 1.4 м от чопера. На рисунке 9 показана измеренная форма сигнала квадрупольного масс спектрометра в зависимости от времени. За начало отсчёта времени принят момент, когда щель вращающейся пластины пе-

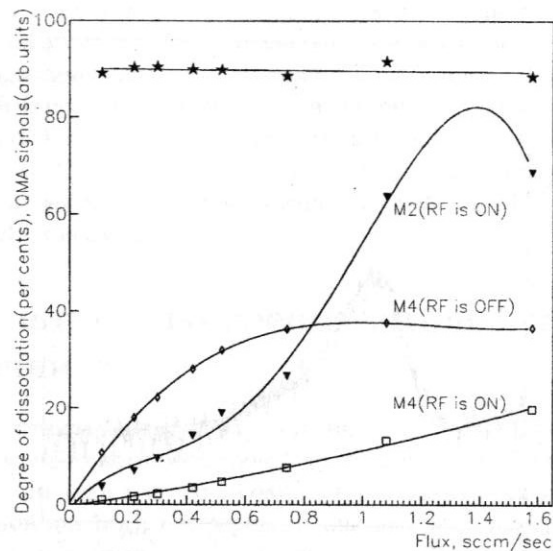


Рис. 8: Сигналы с квадрупольного масс спектрометра.

ресекает ось струи атомов. Распределение атомов по скоростям в струе имеет вид:  $f(V) = V^3 \cdot \exp(-\frac{(V-Vd)^2}{2 \cdot k \cdot T})$ . При  $Vd=1200$  м/сек и  $T=37.3$ К теоретическая кривая, которая также изображена на рисунке 9, хорошо согласуется с экспериментальными данными. Именно такие значения для  $Vd$  и  $T$  закладывались в программу компьютерного моделирования геометрии источника.

Угловое распределение атомов, вытекающих из сопла, измерялось с помощью тонкой вольфрамовой нити, которая двигалась в плоскости, перпендикулярной пучку атомов. Атомы, попадая на нить, рекомбинировали. Выделяющаяся при этом энергия нагревала нить, меняя её сопротивление, которое и измерялось. В результате, было установлено, что угловое распределение атомов, вытекающих из сопла, близко к косинусоидальному распределению по аксиальному углу  $\theta$  как и закладывалось в программу при моделировании источника.

Как было показано выше, для получения ядерной поляризации использовались блоки, в которых индуцировались ВЧ переходы между энергетическими уровнями атомарного дейтерия. Каждый блок состоит из дипольного электромагнита, создающего постоянное во времени

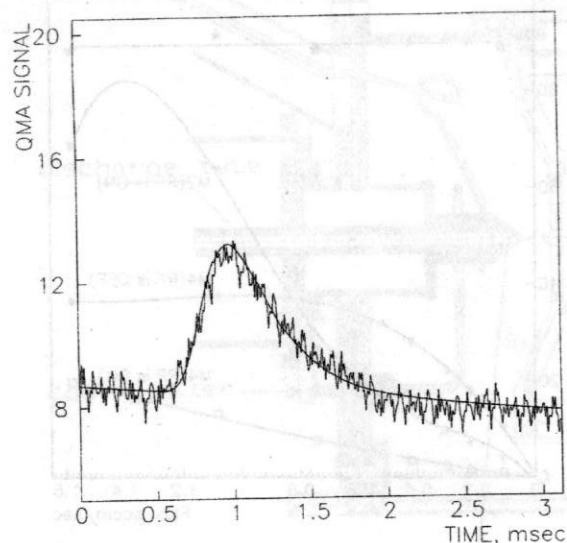


Рис. 9: Форма атомарного сигнала квадрупольного масс спектрометра в зависимости от времени.

магнитное поле, адиабатически меняющееся вдоль движения атомов и ВЧ резонатора, создающего переменное поле, частота которого совпадает с частотой перехода между заданными энергетическими уровнями атома. Основные параметры ВЧ блоков — это величина постоянного поля в центре резонатора, частота и амплитуда ВЧ поля и величина градиента постоянного поля. Расчёт этих параметров производился по методу фиктивного спина [5]. Также была написана программа, которая численно интегрировала уравнение Шрёдингера для состояний атомарного дейтерия, проходящего через блок ВЧ переходов. Расчёты показали, что при правильном выборе параметров эффективность переходов близка к 100%. Оптимизация электромагнитов проводилась с помощью программы MERMAID. Каждый магнит имеет две обмотки для создания постоянного и градиентного полей. В процессе оптимизации была выбрана такая конфигурация обмоток и железа, которая обеспечивает изменение величин магнитных полей в необходимых пределах.

Для измерения эффективности ВЧ переходов использовался Брейт-Раби поляриметр. Поляриметр представляет собой совокупность трёх по-

стоянных квадрупольный магнитов (8 мм диаметр, 90 мм длина, поле на полюсах 1.1 Тл) и квадрупольного масс спектрометра. Для подавления фонового сигнала использовалось синхронное детектирование с помощью механического прерывателя струи атомов. Поочерёдно включая блоки ВЧ переходов и наблюдая изменение атомарного сигнала с квадрупольного масс спектрометра, можно определить эффективность работы блоков. Предварительные результаты показали, что эффективность MFT не ниже 80%. Эффективность работы SFT близка к 100% (для обоих ВЧ переходов).

#### 4 Результаты измерения интенсивности источника

Измерения интенсивности поляризованных атомов дейтерия были проведены с помощью компрессионной трубки длиной 35 см и внутренним диаметром 2 см (эти размеры совпадают с размерами входного канала накопительной ячейки). Непосредственно во время измерения интенсивности проводилась калибровка потока атомов. Ошибка измерения интенсивности поляризованных атомов составляла менее 5%. На рисунке 10 представлены результаты измерений интенсивности источника. Левая половина — интенсивность пучка в зависимости от токов (одна точка при  $I_1=I_2=0$ , кривая при  $I_1=250$  А), текущих через обмотки магнитов. Здесь  $I_1$  — ток через обмотки первого и второго магнитов,  $I_2$  — ток через обмотки остальных трёх магнитов. Правая половина — интенсивность пучка в зависимости от потока газа через сопло (давление 0.1 мТор соответствует потоку газа 1.15 куб.см/сек). Данные измерения показывают, что достигнута рекордная интенсивность поляризованных атомов дейтерия  $6.4 \times 10^{16}$  атомов/сек.

В дальнейшем планируется увеличить интенсивность источника поляризованных атомов за счёт оптимизации температуры сопла и других параметров источника.

Использование источника в эксперименте по рассеянию электронов на поляризованных дейтронах значительно увеличило светимость эксперимента. Предполагаемые экспериментальные точки изображены на рисунке 11.

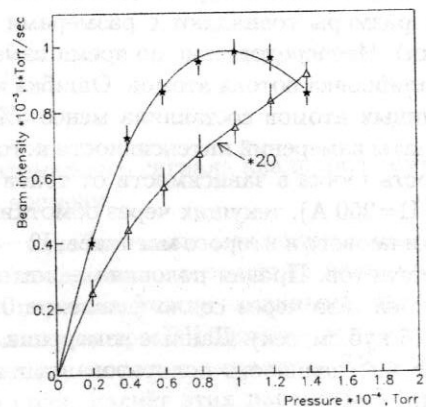
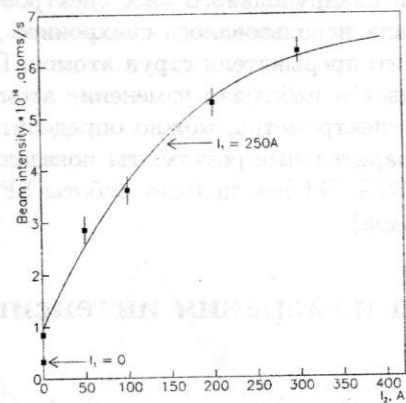


Рис. 10: Интенсивность пучка поляризованных атомов дейтерия. Заполненные звёздочки — магниты включены, пустые треугольники — магниты выключены.

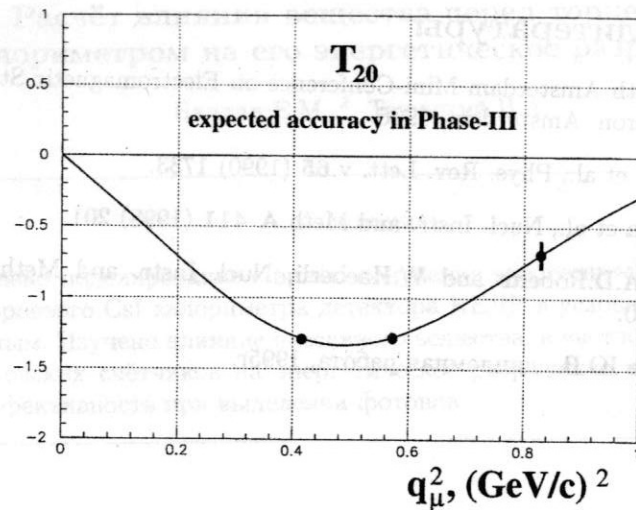


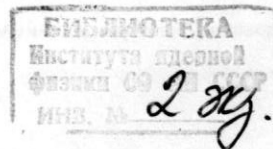
Рис. 11: Ожидаемые значения для  $T_{20}$  при набранном интеграле тока в 200кКл.

## 5 Заключение

В заключении, ещё раз перечислим основные параметры источника:

1. интенсивность атомов на входе в накопительную ячейку —  $6.4 \cdot 10^{16}$  ат./сек (рекордная интенсивность для данного типа источников);
2. эффективность ВЧ переходов в слабом поле (MFT) —  $0.83 \pm 0.05$ ;
3. эффективность ВЧ переходов в сильном поле (SFT) —  $1.01 \pm 0.05$  (переход  $2 \rightarrow 6$ ),  $0.99 \pm 0.05$  (переход  $3 \rightarrow 5$ ).

В работе по созданию высокоинтенсивного источника поляризованных атомов дейтерия принимали участие: Д.К.Топорков, Д.М.Николенко, И.А.Рачек, С.В.Зеваков, Б.А.Лазаренко, Д.К.Весновский, Л.Г.Исаева и др.





## Список литературы

- [1] Proc. of 9th Amsterdam Mini-Conference on Electromagnetic Studies of the Deuteron. Amsterdam, 1996.
- [2] R.Gilman et al., Phys. Rev. Lett. v.65 (1990) 1733.
- [3] L.G.Isaeva et al., Nucl. Instr. and Meth.A 411 (1998) 201.
- [4] T.Wise, A.D.Roberts and W.Haerberli, Nucl. Instr. and Meth.A 336 (1993) 410.
- [5] Шестаков Ю.В., дипломная работа, 1995г.

## Расчёт влияния вещества перед торцевым калориметром на его энергетическое разрешение

Балдин Е.М.<sup>2</sup>, Таюрский В.А.

### Аннотация

Проведено моделирование с целью получения энергетического разрешения торцевого CsI калориметра детектора КЕДР в условиях, близких к реальным. Изучено влияние пассивного вещества, в частности, вещества черенковских счётчиков на энергетическое разрешение калориметра и его эффективность при выделении фотонов.

## 1 Введение

В программу возможных экспериментов с детектором КЕДР в области энергий  $\Upsilon$ -мезонов входит изучение радиационных переходов в  $b\bar{b}$ -системе [1, 2]. Для их регистрации, так же как и для эффективного восстановления  $\pi^0$  и других частиц, продукты распада которых содержат  $\gamma$ -кванты, необходимо иметь хорошее энергетическое разрешение электромагнитного калориметра детектора для фотонов с энергией от нескольких десятков МэВ и выше.

Ранее, в 1989 г., энергетическое разрешение торцевого калориметра детектора КЕДР исследовалось в эксперименте с прототипом [3].

В 1995 г. в дипломной работе Р.П.Овечкина были выполнены расчёты энергетического разрешения CsI калориметра детектора КЕДР [4], где изучался, в частности, вопрос о влиянии вещества перед калориметром на его энергетическое разрешение. Полученные данные свидетельствуют о том, что добавление  $\sim 0.5X_0$  вещества перед калориметром слабо сказывается на его энергетическом разрешении, определяемом из подгонки спектра энерговыделения нормальным логарифмическим распределением (см. п.5).

В настоящее время лучше известно, какое вещество будет расположено до калориметра (в расчётах [4] количество вещества занижено). Кроме

<sup>2</sup>Аспирант ИЯФ им. Будкера 2-го года обучения, научный руководитель д.ф.-м.н. Тихонов Ю.А.

того, программа моделирования КЕДРа установлена и эксплуатируется на мощных компьютерах Silicon Graphics (sky) и 400-МГц ПК ("slon"), что позволяет достаточно быстро набирать большую статистику моделирования.

В связи с планируемой установкой в детектор КЕДР системы азрогелевых счётчиков встала задача нового расчёта влияния вещества перед калориметром детектора КЕДР на его энергетическое разрешение. Расчёты энергетического разрешения торцевого CsI калориметра в нескольких вариантах комплектации детектора представлены в данной работе.

## 2 Торцевой калориметр

Основные параметры торцевого CsI калориметра перечислены ниже.

- Покрываемый торцевым калориметром телесный угол составляет 15.5% от полного телесного угла (два торца), ( $\theta$  от  $13^\circ$  до  $35^\circ$ ).
- Расстояние от места встречи до поверхности кристаллов 78 см.
- Внешний радиус торцевого калориметра 66 см.
- Общая масса кристаллов 3200 кг.
- Энергетическое разрешение (получено на прототипе) [3]
  - $\sigma_E/E \approx 3.5\%$  при 160 МэВ,
  - $\sigma_E/E \approx 1.6\%$  при 1.2 ГэВ.
- Пространственное разрешение (получено на прототипе)
  - $\sigma_x \approx 1.2$  см при 150 МэВ
  - $\sigma_x \approx 0.6$  см при 1 ГэВ.

Торцевой калориметр состоит из двух торцов. Каждый из торцов включает в себя по 4 модуля и центральный блок (рис. 1). В свою очередь каждый модуль состоит из 74 элементов (по два кристалла в каждом элементе), центральный блок включает в себя 32 элемента. Элементы торца объединены в 12 групп. На каждый кристалл имеется канал электроники, далее называемый "обычным каналом"; на каждую группу имеется канал "суммы". Кристаллы CsI имеют размеры:  $6 \times 6 \times 15$  см. Полная длина одного элемента (из двух кристаллов) равна 16.1 радиационным длинам.

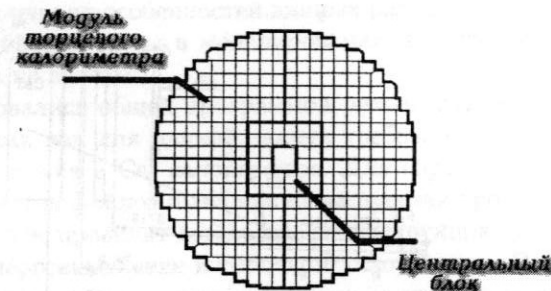


Рис. 1: Схема расположения модулей.

Более подробное описание структуры торцевого калориметра можно найти в [5].

Торцевой калориметр предназначен для регистрации  $\gamma$ -квантов в диапазоне энергий до 6 ГэВ. При попадании  $\gamma$ -кванта с такой энергией в центр кристалла в нем выделяется около 80% начальной энергии  $\gamma$ -кванта, при этом 70% этой энергии (около 4 ГэВ при энергии  $\gamma$ -кванта 6 ГэВ) выделяется в первом кристалле элемента.

Зимой 1997 – 1998 г. торцевой калориметр в полном объеме (кроме центральной части) использовался в эксперименте на ВЭПП-4М. В эксперименте было проведено пробное сканирование в районе  $J/\psi$ . Калориметр был включен в первичный триггер.

## 3 Условия моделирования

Моделирование проводилось для энергий  $\gamma$ -кванта 50, 75, 100, 125, 150, 175, 200, 250, 500, 1000 и 1500 МэВ. Угол  $\theta$  между осью пучка и  $\gamma$ -квантом обычно был равен  $30^\circ$  (в области наилучшего разрешения CsI калориметра [4]). Угол  $\phi$  (аксиальный) выбирался для каждого события случайным образом, чтобы обеспечить усреднение по азимутальной неоднородности вещества в детекторе. Пороги по энергии фотонов и электронов (позитронов), при моделировании ливней составляли 100 КэВ. Расчёты выполнены для нескольких вариантов комплектации детектора в присутствии магнитного поля  $B=15$  кГс. Результатом каждого расчёта являлся файл, записанный в стандартном формате, в котором записываются и экспериментальные заходы.

На рис. 2 показано положение основных блоков веществ в моделировании.

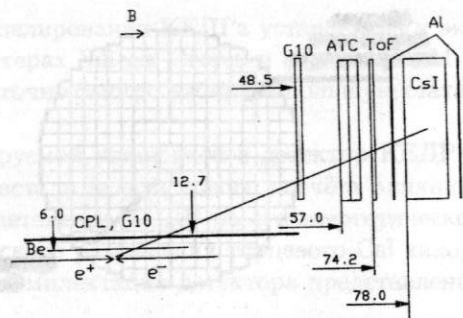


Рис. 2: Геометрия расчета. Расчет проводился для фотонов с энергией 50–1500 МэВ в диапазоне углов  $\theta = 20^\circ - 30^\circ$  и  $\phi = 0^\circ - 360^\circ$ .

Количество вещества перед кристаллами CsI в 4 различных вариантах расчетов представлено в таблице 1. Обозначения:

1. CsI only – включена вакуумная труба + электроника CsI.
2. All on – всё вещество систем, кроме АЧС (аэрогелевых черенковских счетчиков).
3. 1 слой АЧС – к (2) добавлен один слой АЧС.
4. 2 слоя АЧС – к (2) добавлено 2 слоя АЧС.

Таблица 1: Количество вещества (в %  $X_0$ ) перед кристаллами CsI в различных вариантах расчета в зависимости от угла фотона к оси пучков.

Геометрия расчета	$\theta = 20^\circ$	$\theta = 25^\circ$	$\theta = 30^\circ$
CsI only	13 %	14 %	15 %
All on	37 %	36 %	38 %
1 слой АЧС	48 %	48 %	50 %
2 слоя АЧС	59 %	60 %	62 %

Для сравнения, в детекторе BELLE перед калориметром под углом  $\theta = 25^\circ$  находится 39%  $X_0$  вещества, аэрогелевые черенковские счётчики с фотоумножителями дают вклад 13%  $X_0$ .

Ниже перечислен ряд особенностей данных расчетов, а также эффектов, которые не были учтены в моделировании, но влияние которых в условиях расчёта не велико.

Мы не пользовались общей программой реконструкции событий детектора КЕДР, так как для данной задачи требовалось только определение энерговыделения в CsI калориметре. Для обработки полученных в результате расчетов файлов была написана простая программа восстановления, которая не проводит детальную реконструкцию, а только определяет полное энерговыделение в торцевом калориметре. Полученные с помощью простой программы реконструкции данные по энергетическому разрешению CsI неплохо согласуются с расчетом по общей программе реконструкции (п.5).

В программе моделирования в настоящее время описано вещество детектора КЕДР только от места встречи до CsI и LKг калориметров, включительно. При описании элементов детектора был сделан ряд приближений, которые мало сказываются на точности результатов, но позволяют упростить описание и увеличить быстродействие программы.

Так, в программе моделирования сейчас не учитываются проволочки вершинного детектора и дрейфовой камеры. Их описание было выполнено, но оказалось, что моделирование с учётом проволочек приводит к значительному увеличению времени счёта. Поэтому они пока отключены.

При моделировании элементов детектора, состоящих из нескольких тонких слоёв, их обычно заменяют на один слой эффективного вещества. Такой способ упрощения моделирования использован при описании черенковских счётчиков [6].

Не описано пока пассивное вещество и зазоры между кристаллами CsI; электроника калориметра представлена в моделировании как сплошной диск алюминия. Не учитывается неоднородность коэффициента светосбора кристаллов.

Так как результат моделирования записывался в файл стандартного формата (этот же формат используется и на эксперименте), то при записи учитывалась дискретность канала электроники равная 1/6 МэВ на канал — для обычного канала электроники и 1 МэВ на канал — для суммы группы. Во всех приводимых далее данных моделирования энергия частицы определялась по суммарному энерговыделению в элементах калориметра (сумма обычных каналов).

Как указывалось, при получении амплитуд с кристаллов CsI не учитывались шумы электроники. Пороги на амплитуды в МэВ при считывании данных моделирования для последующей обработки, если это не подчеркнuto специально, были равны нулю (см. обсуждение в п.8).

И последнее замечание. Все расчёты сделаны в предположении, что черенковские счётчики являются пассивным веществом — их влияние на эффективность выделения конкретных процессов никак не рассматривалось. Некоторые оценки эффективностей черенковских счётчиков для выделения различных процессов приведены в меморандуме [7].

## 4 Спектры энерговыведения

На четырёх рисунках 3–6 представлены спектры энерговыведения в CsI для энергий фотонов 0.1, 0.2, 0.5 и 1.0 ГэВ. Спектры получены суммированием энерговыведения в кристаллах калориметра (сумма обычных каналов).

На каждом рисунке показано по 8 гистограмм на верхней половине страницы гистограммы построены с большим шагом по энергии, чтобы отразить поведение спектра энерговыведения в целом. На нижней половине приведены гистограммы с мелким шагом по выделившейся энергии, что позволяет более детально прорисовать область максимума распределения. Все спектры соответствуют углу фотона к оси  $\theta$  в 30 градусов. Число событий в гистограммах указано на рисунках, число событий моделирования составляет 10000. Пороги по энерговыведению в кристаллах отсутствуют. Комплектация детектора отражена в подписях к рисункам:

1. CsI only: включена электроника CsI и вакуумная труба.
2. LL ON: (1) + все системы кроме аэрогеля.
3. xAerogel: (2) + 1 слой АЧС.
4. erogel: (2) + 2 слоя АЧС.

Как видно из спектров на рисунках 3–6, с увеличением количества вещества перед калориметром заметно увеличивается левый хвост распределений энерговыведения, что обусловлено взаимодействием фотонов с этим веществом. Вместе с тем, ширина пика энерговыведения при добавлении пассивного вещества меняется слабо, хотя число событий в пике уменьшается.

## 5 Обработка данных

Как уже было отмечено, определение выделившейся в калориметре энергии проводилось с помощью упрощённой программы реконструкции, ко-

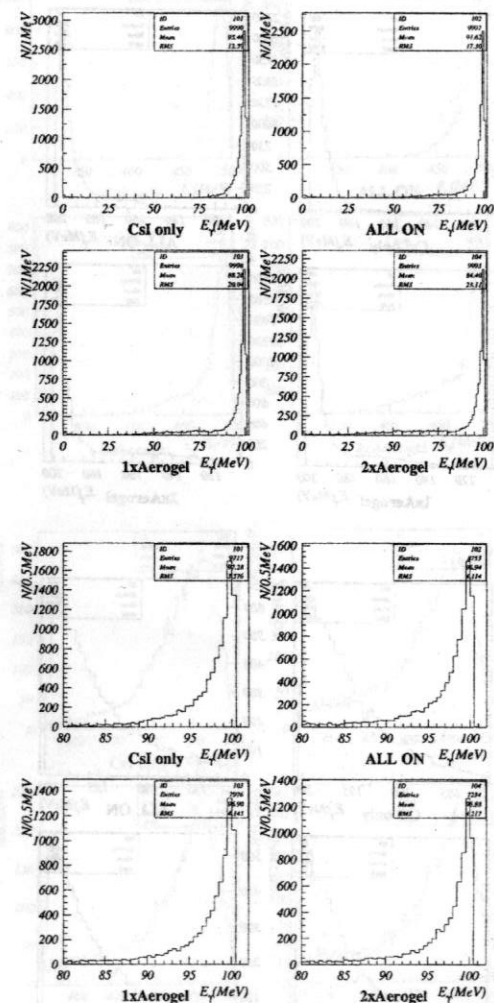


Рис. 3: Энерговыведение в калориметре при  $E_0=100$  МэВ.

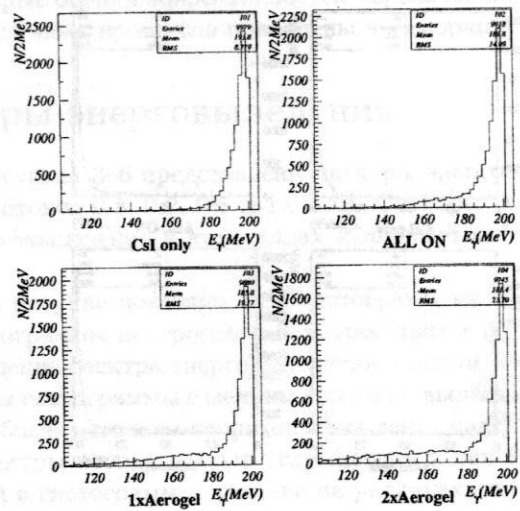


Рис. 4: Энерговыведение в калориметре при  $E_0=200$  МэВ.

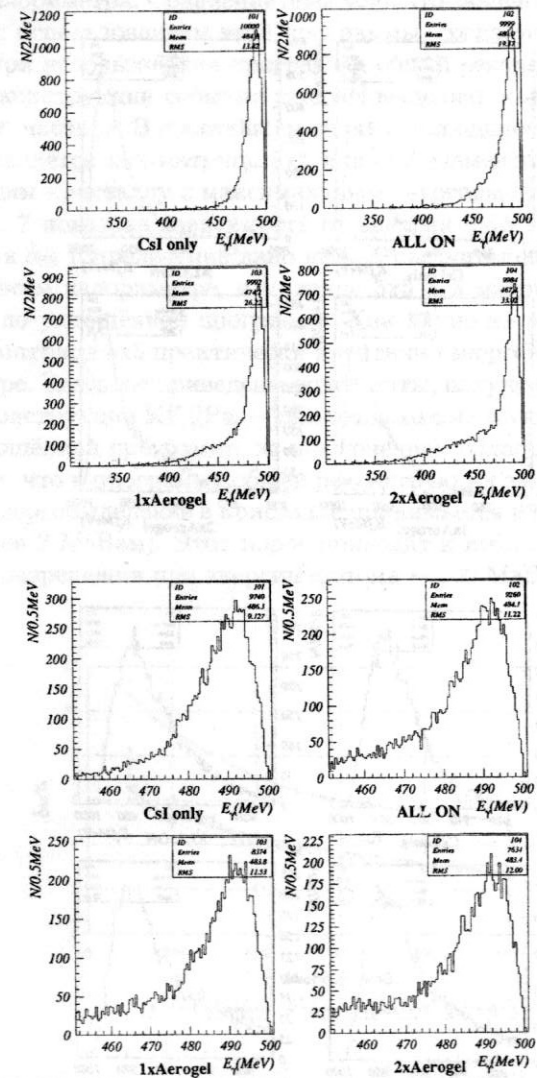
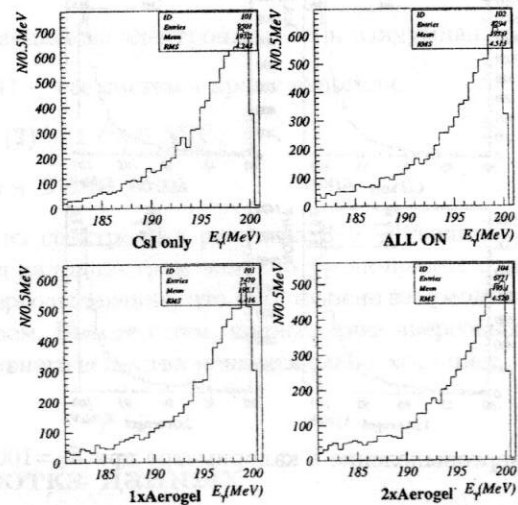


Рис. 5: Энерговыведение в калориметре при  $E_0=500$  МэВ.

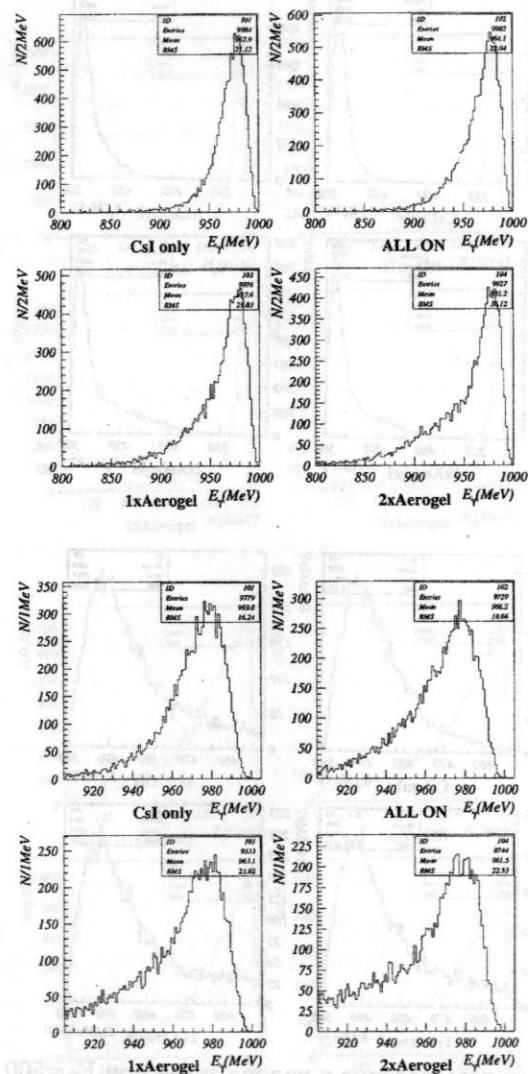


Рис. 6: Энерговыведение в калориметре при  $E_0 = 1000$  МэВ.

торая просто подсчитывает полное выделение энергии в элементах и группах калориметра. Сравнение показало, что значение разрешения, получаемое с использованием этой программы, согласуется с тем, что получается при использовании программы общей реконструкции КЕДРА.

При реконструкции события следует выделить кластер, который соответствует частице. В простейшем случае, для одиночной частицы, кластер определяется как матрица  $5 \times 5$  или  $3 \times 3$  элементов с центром, соответствующим кристаллу с максимальным энерговыделением.

На рис. 7 показана зависимость от энергии фотона энергетического разрешения  $\delta_{68}$  (определение дано ниже), рассчитанного по энерговыделению во всем калориметре, в матрице  $5 \times 5$  и в матрице  $3 \times 3$  — данные получены по упрощённой программе. Как видно из рисунка, энерговыделение в матрице  $5 \times 5$  практически идентично энерговыделению во всем калориметре. Здесь же приведены результаты, полученные по программе общей реконструкции КЕДРА, — они неплохо согласуются с вычислениями по упрощённой программе, за исключением области низких энергий. Дело в том, что в программу общей реконструкции заложен порог, выше которого энерговыделение в кристалле принимается в рассмотрение (сейчас он равен 2 МэВам). Этот порог приводит к небольшому ухудшению величины разрешения при энергии фотона  $\sim 100$  МэВ и ниже.

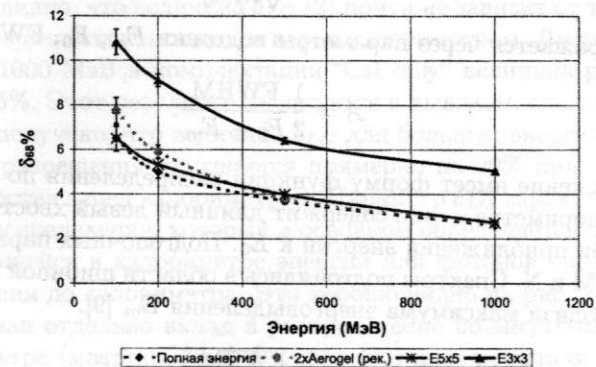


Рис. 7: Энергетическое разрешение калориметра  $\delta_{68}$  в зависимости от метода восстановления энергии фотона. Учтено всё вещество детектора, в том числе и оба слоя аэрогеля. Пороги на амплитуды при считывании отсутствуют. Статистика моделирования 10000 событий.  $\theta = 30^\circ$ .

Для того, чтобы оценить энергетическое разрешение калориметра, применялось два метода. В первом методе, обычно используемом в ИЯФ, спектры вблизи максимума энерговыделения подгонялись с помощью нормального логарифмического распределения. Эта величина разрешения позволяет оценить эффективность калориметра для выделения монохроматических фотонов в экспериментах по изучению радиационных переходов. Во втором - разрешение определялось по ширине распределения энерговыделения, где содержится 68% событий. С помощью этой характеристики можно оценить эффективность калориметра для экспериментов, где энергия фотонов измеряется в широком диапазоне, как это требуется, например, при восстановлении  $\pi^0$ .

Нормальное логарифмическое распределение имеет вид:

$$f(E) = N \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \frac{1}{E_0 - E} \times \exp\left\{-\frac{\ln^2\left|\frac{E_0 - E}{E_0 - E_A}\right|}{2\sigma_0^2}\right\}. \quad (1)$$

Здесь  $E_A$  выражается через  $E_m$  - максимум распределения, с помощью формулы:

$$E_A = E_0 - (E_0 - E_m)e^{\sigma^2}.$$

Величина  $\sigma_0$  равна

$$\sigma_0 = \frac{\ln(A + \sqrt{A^2 + 1})}{\sqrt{\ln(4)}},$$

где  $A$  выражается через параметры подгонки  $E_m$ ,  $E_0$ , FWHM:

$$A = \frac{1}{2} \frac{\text{FWHM}}{E_0 - E_m}.$$

Это выражение имеет форму функции распределения по энерговыделению в калориметре - оно содержит длинный левый хвост и резко обрывается при приближении энергии к  $E_0$ . Подгоночных параметров 4:  $E_m$ ,  $E_0$ , FWHM и  $N$ . Спектры подгонялись в области шириной приблизительно  $\pm 2\sigma$  вблизи максимума энерговыделения  $E_m$  [9].

$$\sigma = \frac{\text{FWHM}}{2.35}.$$

Разрешение калориметра ( $\delta_{LG}$  - Logarithmic Gaussian) определяется по формуле

$$\delta_{LG} = \frac{\sigma}{E_m}. \quad (2)$$

В результате подгонки спектров рис. 3-6 с помощью (1) была получена величина  $\delta_{LG}$  в зависимости от энергии фотона и комплектации детектора, показанная на рис. 8.

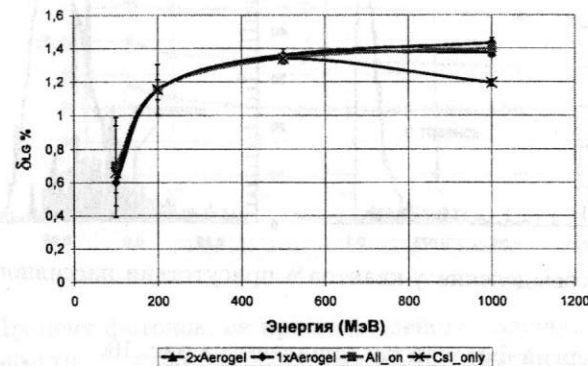


Рис. 8: Зависимость энергетического разрешения  $\delta_{LG}$ , %, от энергии и количества пассивного вещества перед CsI калориметром. Магнитное поле 15 кГс. Угол фотона с осью пучков  $\theta = 30^\circ$ . Пороги на амплитуды при считывании отсутствуют. Статистика моделирования 10000 событий.

Из рис. 8 видно, что величина  $\delta_{LG}$  (2) почти не зависит от того, сколько пассивного вещества находится перед калориметром. Лишь при энергии фотона 1000 МэВ в комплектации "CsI only" величина разрешения меньше на 15%. Этот результат согласуется с выводом, сделанным в работе [4], где получено, что величина  $\delta_{LG}$  для больших энергий в области наилучшего разрешения ухудшается примерно на 20% при добавлении  $\sim 0.5X_0$  вещества перед калориметром. Параметр  $\delta_{LG}$  характеризует ширину пика распределения, который в основном определяется флуктуациями выделившейся в калориметре энергии для фотонов, дошедших без взаимодействия до калориметра. Это хорошо видно на рис. 9, взятом из [4], где показан отдельно вклад в распределение по энерговыделению в CsI калориметре (матрица  $3 \times 3$ ) фотонов, которые испытали конверсию до попадания в калориметр.

Чтобы численно охарактеризовать этот эффект, достаточно посчитать число фотонов, достигающих кристаллы калориметра и имеющих ту же энергию, что и при вылете из места встречи. Для этого был использован счетчик "чистых" фотонов. Результаты для различных комплектаций де-

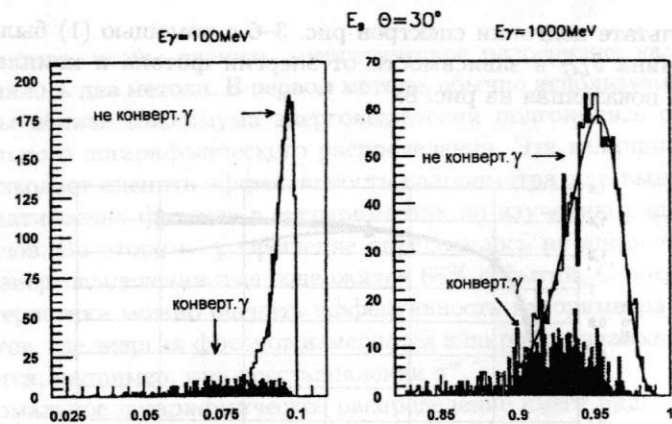


Рис. 9: Энерговыведение  $\gamma$ -квантов в присутствии пассивного вещества [3].

тектора и энергий фотонов представлены на рис. 10.

Из рисунка 10 следует, что число фотонов, провзаимодействовавших с пассивным веществом до торцевого калориметра, при постановке одного слоя аэрогелевых счётчиков увеличивается на 6-7%, а двух слоёв – на 12-14%.

Величина разрешения, определяемая с помощью параметра  $\delta_{LG}$ , связана с шириной кривой энерговыведения в калориметре на полувысоте (2) и слабо зависит от комплектации детектора. Другой важный параметр калориметра – эффективность регистрации фотонов зависит от количества вещества перед калориметром; её можно оценить по числу событий гистограмм, попавших в интервал  $\pm 2\sigma$  около максимума энерговыведения. Эта величина представлена в таблице 5. Обозначения – как и в таблице 1.

Из таблицы 5 можно видеть, что указанная доля событий гистограмм заметно меняется при изменении комплектации детектора. При переходе от комплектации “All on” к полной комплектации детектора КЕДР (с двумя слоями черенковских счётчиков) доля событий в интервале  $\pm 2\sigma$  около  $E_m$  уменьшается в среднем на 20% при неизменной величине  $\delta_{LG}$  (их отношение приведено в нижней строке таблицы), т.е. на 20% уменьшается эффективность регистрации монохроматических фотонов.

Оценим изменение интеграла светимости при переходе от комплектации “All on” к полной комплектации в эксперименте по выделению монохроматических фотонов (на большой равномерной подложке).

Критерием возможности выделения фотонов является то, что чис-

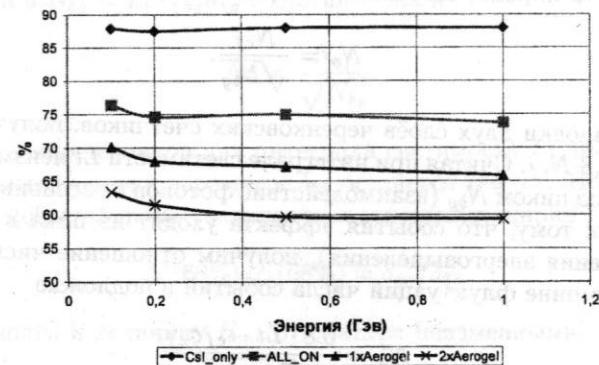


Рис. 10: Процент фотонов, не провзаимодействовавших до попадания в CsI калориметр.  $\theta = 30^\circ$ . Статистика 10000 событий. Магнитное поле 15 кГс. Моделирование.

Таблица 2: Количество событий, в % от полной статистики, которое находится в интервале  $\pm 2\sigma$  от максимума энерговыведения в различных вариантах комплектации детектора.  $\theta = 30^\circ$ . Магнитное поле 15 кГс. Пороги на амплитуды при считывании отсутствуют.

Геометрия	Энергия фотона			
	100 МэВ	200 МэВ	500 МэВ	1000 МэВ
CsI only	67.1 %	59.9 %	79.8 %	82.3 %
All on	50.6 %	51.1 %	69.1 %	79.1 %
1 слой АЧС	45.3 %	46.8 %	61.4 %	70.8 %
2 слоя АЧС	41.7 %	41.8 %	54.3 %	63.1 %
2 сл.АЧС/All on	0.82	0.82	0.79	0.80

ло событий эффекта в  $N_\sigma$  раз ( $N_\sigma > 3$ ) превышает флуктуацию числа событий в подложке (фона).

Пусть при интеграле светимости  $Lt$  без черенковских счётчиков в области энергий фотонов шириной  $\pm 2\sigma$  около максимума энерговыведения может быть выделено  $N_{ef} = Lt \cdot \epsilon_{ef} \sigma_{ef}$  событий эффекта и  $N_{bg} = Lt \cdot \epsilon_{bg} \sigma_{bg}$  событий фона ( $\sigma_{ef}$ ,  $\sigma_{bg}$  и  $\epsilon_{ef}$ ,  $\epsilon_{bg}$  – сечения и эффективности регистрации



для эффекта и фона, соответственно). Величина  $N_\sigma$  равна

$$N_\sigma = \frac{N_{ef}}{\sqrt{N_{bg}}} \quad (3)$$

После установки двух слоёв черенковских счётчиков, получим (таблица 2)  $N'_{ef} = 0.8 \cdot N_{ef}$ . Считая при интеграле светимости  $Lt$  неизменным число событий под пиком  $N_{bg}$  (взаимодействие фотонов с пассивным веществом приводит к тому, что события эффекта уходят из пика в левый хвост распределения энергосвечения), получим отношение числа событий в пике к величине флуктуаций числа событий в подложке

$$N'_\sigma = \frac{0.8 \cdot Lt \cdot \epsilon_{ef} \sigma_{ef}}{\sqrt{Lt \cdot \epsilon_{bg} \sigma_{bg}}} \quad (4)$$

Сравнивая (3) и (4) получаем, что, чтобы иметь ту же, что и до установки счётчиков, величину  $N_\sigma$ , нужно набрать интеграл светимости  $Lt' = k_{Lt} \cdot Lt$ , где  $k_{Lt} = (1/0.8)^2 \approx 1.6$ . (Сечения и эффективности регистрации считаем неизменными).

Как указывалось выше, мы использовали и другую характеристику энергетического разрешения калориметра, которая не зависит от формы распределения и характеризует как область пика энергосвечения, так и хвосты вблизи него, а также число событий. (Заметим, что для определения разрешения CsI калориметра детектора BELLE в Letter of intent [8] также использовалась величина, отличная от  $\delta_{LG}$ .)

Определим параметр, характеризующий разрешение калориметра

$$\delta_{68} = \Delta(68\%) / 2E_m, \quad (5)$$

где  $\Delta(68\%)$  – ширина распределения около максимума, где находится 68% событий и  $E_m$  – положение максимума. При таком определении в обработку берётся большая часть событий, частично учитывается левый хвост распределения (который практически не учитывается в  $\delta_{LG}$ ) и получается правильная величина при гауссовском распределении. Определение параметра  $\delta_{68}$  вытекает из процедуры обработки экспериментальных данных, когда события отбираются при ограничениях на интервалы изменения параметров.

Предположим, что обрабатываются события эксперимента, в котором нужно восстанавливать эффективную массу  $\pi^0$ . В распределении по энергии фотона требуется выделить события от распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  над большой равномерной подложкой. Аналогично тому, как это сделано выше, пусть при интеграле светимости  $Lt$  без черенковских счётчиков в

области шириной  $\Delta(68\%)$  может быть выделено  $N_{ef} = Lt \cdot \epsilon_{ef} \sigma_{ef}$  событий эффекта и  $N_{bg} = Lt \cdot \epsilon_{bg} \sigma_{bg}$  событий фона и

$$N_\sigma = \frac{N_{ef}}{\sqrt{N_{bg}}}$$

После установки счётчиков для интеграла светимости  $Lt$  число событий эффекта, учитываемое в параметре  $\delta_{68}$  останется тем же, что было раньше, а число событий фона увеличится в отношении ширин

$$\Delta'(68\%) / \Delta(68\%) = \delta'_{68} / \delta_{68}$$

(эффективности и величину  $E_m$  (5) считаем неизменными). Отсюда получаем,

$$N'_\sigma = \frac{N_{ef}}{\sqrt{N_{bg} \cdot \delta'_{68} / \delta_{68}}} = \frac{Lt \cdot \epsilon_{ef} \sigma_{ef}}{\sqrt{Lt \cdot \epsilon_{bg} \sigma_{bg} \cdot \delta'_{68} / \delta_{68}}} \quad (6)$$

Из (6) следует, что, чтобы иметь то же что и раньше значение  $N_\sigma$ , нужно набрать в  $k_{Lt}$  раз больший интеграл светимости,

$$k_{Lt} = \frac{\delta'_{68}}{\delta_{68}} \quad (7)$$

Величина энергетического разрешения  $\delta_{68}$  для различных комплектаций детектора представлена на рис. 11.

Параметр  $\delta_{68}$  чувствителен к комплектации детектора. Из рис. 11 видно, что добавление системы АЧС особенно сильно сказывается на  $\delta_{68}$  при низкой энергии фотона. Для энергии фотона в 100 Мэв добавление одного слоя аэрогеля ухудшает разрешение  $\delta_{68}$  в 1.5 раза, а двух слоёв – в 3 раза (при нулевом пороге на амплитуды).

В таблице 3 представлена величина разрешения  $\delta_{68}$  и коэффициент увеличения интеграла светимости  $k_{Lt}$  при постановке двух слоёв черенковских счётчиков (4).

## 6 Зависимость разрешения от угла $\theta$

Все данные, представленные выше, соответствовали углу  $\theta$  в 30 градусов. На рис. 12 приведена зависимость разрешения  $\delta_{68}$  от энергии для различных углов фотонов. Расчет выполнен для полной комплектации детектора с двумя слоями АЧС без магнитного поля.

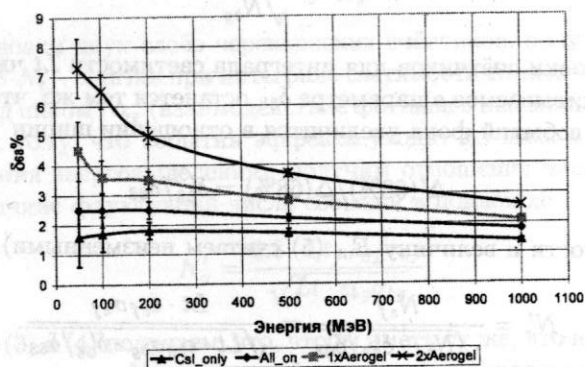


Рис. 11: Зависимость энергетического разрешения  $\delta_{68}$  от энергии фотона и количества пассивного вещества перед CsI калориметром.  $\theta = 30^\circ$ . Магнитное поле 15 кГс. Пороги на амплитуды при считывании отсутствуют. Статистика моделирования 10000 событий.

Таблица 3: Разрешение CsI калориметра в зависимости от энергии фотона и коэффициент увеличения интеграла светимости при нулевом пороге на амплитуды в кристаллах.

Геометрия	Энергия фотона в МэВ				
	50	100	200	500	1000
All on, $\delta_{68}$	$2.5 \pm 0.3$	$2.5 \pm 0.2$	$2.5 \pm 0.2$	$2.2 \pm 0.2$	$1.8 \pm 0.2$
+2 слоя АЧС, $\delta'_{68}$	$7.3 \pm 0.5$	$6.5 \pm 0.2$	$5.0 \pm 0.2$	$3.7 \pm 0.2$	$2.6 \pm 0.2$
$k_{Lt}$	$2.9 \pm 0.4$	$2.6 \pm 0.2$	$2.0 \pm 0.1$	$1.7 \pm 0.1$	$1.4 \pm 0.1$

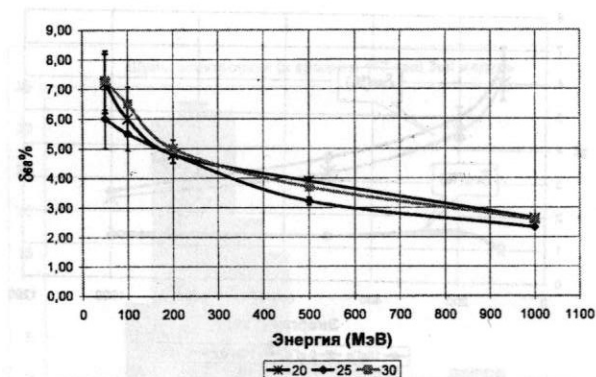


Рис. 12: Зависимость энергетического разрешения  $\delta_{68}$  от энергии и угла  $\theta$  между осью пучка и первоначальной частицей.  $\theta = 20, 25$  и  $30$  градусов. Магнитного поля нет. Пороги на амплитуды при считывании отсутствуют. Полная комплектация детектора с двумя слоями АЧС. Статистика моделирования 10000 событий.

## 7 Влияние магнитного поля

В детекторе КЕДР будет магнитное поле до 15 кГс. На рис. 13 приведено сравнение моделирования при включенном магнитном поле 15 кГс и без него. Использовались два метода оценки энергетического разрешения. Расчёт проведён для полной комплектации детектора.

Как следует из рисунка 13, для фотонов энергетическое разрешение калориметра, определяемое двумя методами, практически не зависит от магнитного поля.

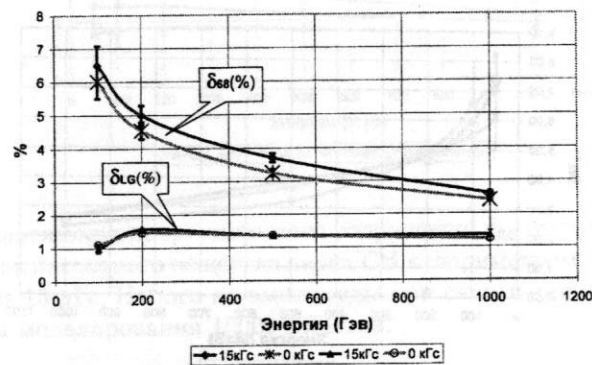


Рис. 13: Влияние магнитного поля на энергетическое разрешение.  $\theta = 30^\circ$ . Полная комплектация детектора с двумя слоями АЧС. Пороги на амплитуды при считывании отсутствуют. Статистика моделирования 10000 событий.

## 8 Влияние шумов и превышения пьедесталов

Как указывалось, при обработке данных не моделировался вклад шумов электроники и не учитывались пороги на амплитуды каналов при считывании данных моделирования. Некогерентные шумы, согласно измерениям, составляют в среднем около 120 КэВ на канал (рис. 14). Вкладом когерентных шумов можно пренебречь. При определении энергии по матрице  $5 \times 5$  вклад некогерентных шумов составляет не больше  $0.12 \times \sqrt{50} \sim 1$  МэВ, что будет давать небольшой вклад в величину энергетического разрешения при энергии фотона превышающей  $\sim 100$  МэВ.

Для устранения влияния шумов в эксперименте используются пороги при считывании (превышения пьедесталов) (см. рис. 15). Сигнал считывается только в том случае, если он превышает пьедестал плюс некая стандартная величина. Из рис. 15 видно, что на параметр  $\delta_{68}$  заметно влияет величина порога при считывании. Во время проведения эксперимента 1997-98 года эта величина была равна 10 каналам А32, что соответствует 10 МэВ для канала "Суммы" и примерно 1.8 МэВ для обычного канала. (Сравните результаты, приведенные на рис. 11 – не учитывается добавка к пьедесталам и на рис. 17 – добавка к пьедесталам равна 6 бит А32, что составляет 1 МэВ на обычный канал.)



Рис. 14: Распределение каналов по уровню шумов электроники в МэВх (3-ий модуль). Эксперимент.

По той причине, что шумы электроники не велики,  $\sim 120$  КэВ, величину превышения над пьедесталом можно уменьшить до 5-6 каналов А32 (в два раза), то есть до 5 МэВ для канала "Суммы" и примерно до 1 МэВ для обычного канала.

Мы выполнили расчёты с указанной величиной превышения над пьедесталом. На рис. 16 и рис. 17 представлены результаты для обеих характеристик энергетического разрешения, полученные при условии, что добавка к пьедесталам равна 6-и битам А32 (1 МэВ для обычного канала).

Как видно из рис. 16, учёт превышения над пьедесталом 1 МэВ на обычный канал приводит к заметному ухудшению величины разрешения  $\delta_{LG}$  по сравнению с тем, что было при нулевом пороге.

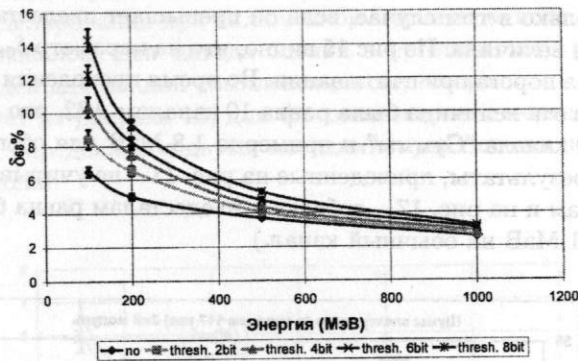


Рис. 15: Влияние на энергетическое разрешение превышения пьедесталов при считывании. 1 bit соответствует 1/6 МэВa обычного канала. Полная комплектация детектора. Статистика моделирования 10000 событий.

В таблице 4 приведены данные расчётов с учётом превышения над пьедесталом 1 МэВ, аналогичные данным таблицы 2

Таблица 4: Количество событий, в % от полной статистики, которое находится в интервале  $\pm 2\sigma$  от максимума энерговыделения в различных вариантах комплектации детектора.  $\theta = 30^\circ$ . Магнитное поле 15 кГс. Пороги на амплитуды при считывании равны 1 МэВ на кристалл.

Геометрия	Энергия фотона			
	100 МэВ	200 МэВ	500 МэВ	1000 МэВ
CsI only	84.4 %	87.9 %	86.1 %	84.5 %
All on	76.8 %	74.8 %	74.2 %	78.7 %
1 слой АЧС	69.4 %	68.3 %	66.4 %	70.2 %
2 слоя АЧС	63.0 %	61.5 %	59.8 %	63.7 %
2 сл.АЧС/All on	0.82	0.82	0.81	0.81

Как видно из таблицы 4, доля событий в интервале  $\pm 2\sigma$  от максимума энерговыделения при переходе от комплектации All on к комплектации с двумя слоями АЧС в среднем уменьшается на 18% при неизменной величине  $\delta_{LG}$ . Аналогично тому, как это было сделано без порога на амплитуды (см. 7), получаем, что необходимый интеграл светимости для

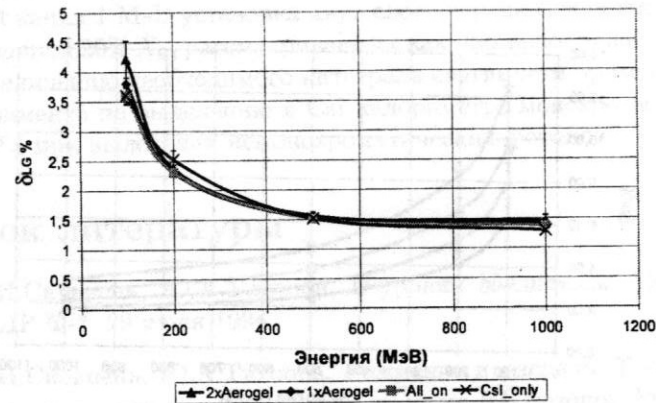


Рис. 16: Зависимость энергетического разрешения  $\delta_{LG}$  от энергии и количества пассивного вещества перед CsI калориметром. Учтено превышение над пьедесталом в 6 бит А32 (1 МэВ/канал). Магнитное поле 15 кГс. Статистика моделирования 10000 событий.

выделения монохроматических фотонов на большой подложке увеличится примерно на 50%.

На рис. 17 и в таблице 5 представлены данные по величине энергетического разрешения  $\delta_{68}$  при пороге на амплитуду в кристалле 1 МэВ. В таблице также приведена величина  $k_{Lt}$ .

Таблица 5: Разрешение CsI калориметра  $\delta_{68}$  в зависимости от энергии фотона и коэффициент увеличения интеграла светимости. Порог на амплитуды в кристалле 1 МэВ.

Геометрия	Энергия фотона			
	100 МэВ	200 МэВ	500 МэВ	1000 МэВ
All on, $\delta_{68}$	$7.9 \pm 0.6$	$5.3 \pm 0.3$	$3.0 \pm 0.1$	$2.1 \pm 0.1$
+2 слоя АЧС, $\delta'_{68}$	$12.3 \pm 0.6$	$8.3 \pm 0.3$	$4.8 \pm 0.2$	$3.1 \pm 0.1$
$k_{Lt}$	$1.6 \pm 0.1$	$1.6 \pm 0.1$	$1.6 \pm 0.1$	$1.5 \pm 0.1$

Из таблицы следует, что увеличение интеграла светимости при уста-

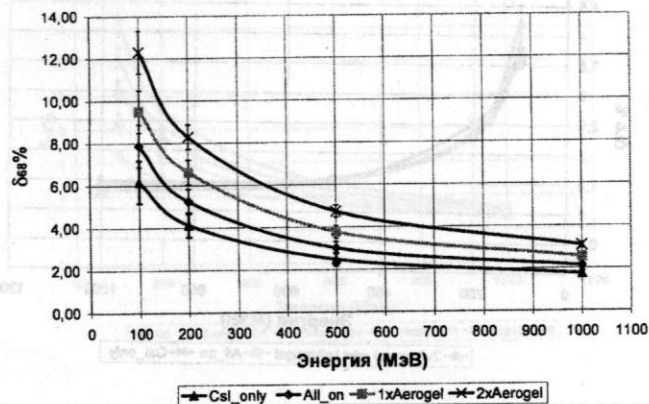


Рис. 17: Зависимость энергетического разрешения  $\delta_{68}$  от энергии и количества пассивного вещества перед CsI калориметром. Учтено превышение над пьедесталом в 6 бит АЗ2 (1 МэВ/канал).  $\theta = 30^\circ$ . Магнитное поле 15 кГс. Статистика моделирования 10000 событий.

новке двух слоёв АЧС составляет 50%–60% и слабо зависит от энергии фотона.

## 9 Заключение

В данной работе проведено моделирование с целью получения энергетического разрешения торцевого CsI калориметра детектора КЕДР в условиях, близких к реальным. Изучено влияние пассивного вещества, в частности, вещества черенковских счётчиков на энергетическое разрешение калориметра и его эффективность при выделении фотонов.

Расчёты показали, что в условиях эксперимента при величине порога на обычный канал 1 МэВ энергетическое разрешение  $\delta_{LG}$  (в основном определяемое по ширине пика энерговыделения) практически не зависит от количества пассивного вещества перед калориметром и составляет 3.5% при энергии фотонов 100 МэВ и 1.5% при энергии фотонов 1000 МэВ.

Для оценки влияния вещества перед калориметром на величину инте-

грала светимости, необходимого для измерения энергии фотона с энергией 100–1000 МэВ с определённой точностью, мы использовали параметры разрешения  $\delta_{LG}$  и  $\delta_{68}$ . Расчёты показали, что при величине порога на обычный канал 1 МэВ установка двух слоёв черенковских счётчиков общей толщиной 20%  $X_0$ , рассматриваемых как пассивное вещество, приводит к увеличению необходимого интеграла светимости примерно на 50% в эксперименте по выделению в CsI калориметре монохроматических и на 50–60% при выделении немонахроматических фотонов.

## Список литературы

- [1] Ю.И.Сковпень, Ю.А.Тихонов. D-уровни  $b\bar{b}$ -системы. Меморандум КЕДР Ф-1. 29 июля 1994.
- [2] Ю.И.Сковпень, Ю.А.Тихонов. Рождение и распады  $\Upsilon$  состояний в  $e^+e^-$ -аннигиляции ниже порога рождения  $B\bar{B}$  мезонов. Меморандум КЕДР Ф-2. Декабрь 1994.
- [3] П.Б.Гайдарёв. Изучение энергетического разрешения электромагнитного калориметра на основе кристаллов CsI. Дипломная работа. Новосибирск 1989.
- [4] Р.П.Овечкин. Торцевой калориметр детектора КЕДР. Дипломная работа. Новосибирск 1995г.
- [5] Е.М.Балдин. Моделирование торцевого калориметра детектора КЕДР. Описание, Новосибирск 1998г.
- [6] С.Ф.Ганжур, В.А.Таюрский. Моделирование аэрогелевых черенковских счётчиков детектора КЕДР. Меморандум КЕДР. Ноябрь 1998.
- [7] В.А.Таюрский. О пользе черенковских счётчиков. Меморандум КЕДР. Декабрь 1996.
- [8] The BELLE Collaboration. Letter of intent for a study of CP violation in B meson decays. KEK report 94-2. April 1994. H.
- [9] H.S.Ahn et al., Study of characteristics of the BELLE CsI calorimeter prototype with a BINP tagged photon beam. NIM A410(1998)179-194.

# Измерение поляризации тензорно-поляризованной газовой дейтериевой мишени

Дюг М.В.<sup>3</sup>

## Аннотация

Описан метод измерения тензорной поляризации дейтронов  $P_{zz}$  в эксперименте по измерению компоненты  $T_{20}$  тензорной анализирующей способности в упругом  $ed$  рассеянии. Представлена схема поляриметра. Приведены предварительные результаты расчётов асимметрии рассеяния и степени поляризации.

## 1 Введение

Одной из главных целей ядерной физики является изучение структуры ядер в терминах нуклон-нуклонного взаимодействия. Существенный вклад в понимание электромагнитной структуры ядер вносят различные эксперименты по рассеянию. Особую роль играют эксперименты по  $ed$  рассеянию. Дейтрон, будучи простейшим ядром, является идеальным объектом для испытания различных способов описания ядерных взаимодействий. Несмотря на кажущуюся простоту, некоторые характеристики дейтрона плохо изучены и по сей день.

Упругое  $ed$  рассеяние описывается тремя формфакторами: электрическими монополюсным  $G_C$  и квадрупольным  $G_Q$ , а также магнитным дипольным  $G_M$ . Из неполяризованных экспериментов можно извлечь только некогерентные комбинации этих формфакторов, что в дальнейшем позволяет выделить  $G_M$ , но все еще остается невозможным разделение  $G_C$  и  $G_Q$ . Для решения этой проблемы необходимо проводить дополнительные поляризационные эксперименты.

Для поляризационных экспериментов хорошо подходит метод внутренней ядерной мишени в накопительном кольце [1, 2]. Мишенью являются поляризованные атомы дейтерия. Основными элементами мишени являются источник поляризованных атомов (ИПА) [3] и накопительная

<sup>3</sup>Магистрант 1-го курса магистратуры НГУ, научный руководитель — канд. физ.-мат. наук Николенко Д.М.

ячейка [4], которая удерживает поляризованные атомы вблизи электронного пучка, для увеличения светимости эксперимента. В эксперименте необходимо знать степень поляризации атомов мишени. Как правило, степень поляризации атомов истекающих из источника достаточно точно измеряется различными методами [5, 6]. Но в силу ряда эффектов степень поляризации атомов попавших в накопительную ячейку уменьшается (на 20 ÷ 50%) [7]. Таким образом, возникает дополнительная необходимость измерения степени поляризации ядер дейтерия уже непосредственно в мишени. К настоящему времени отработано несколько методов проведения подобных измерений.

Так, в эксперименте *HERMES* [8], с помощью Брэйт-Раби поляриметра (БРП) измеряется электронная поляризация атомов, истекающих из ячейки в перпендикулярном от струи ИПА направлении. Для нахождения ядерной поляризации эти измерения производят многократно, подвергая атомы различным высокочастотным переходам как в ИПА, так и в промежутке между накопительной ячейкой и БРП, для чего введены добавочные устройства для осуществления высокочастотных переходов [6].

В *NIKHEF* построен поляриметр [9], измеряющий ядерную поляризацию ионов, образующихся в ячейке циркулирующим высокоэнергичным электронным пучком. Ионы вытягиваются из ячейки, отворачиваются от электронного пучка, ускоряются, направляются на тритиевую мишень, где измеряется асимметрия в ядерной реакции  $d(T, n)\alpha$  с известной анализирующей способностью.

В ИЯФ был предложен и осуществлен другой метод измерения. Он основан на использовании событий упругого рассеяния относящихся к области малых переданных импульсов  $Q$ .

## 2 Немного теории

Дифференциальное сечение упругого  $ed$  рассеяния в случае тензорно поляризованных дейтронов имеет вид [10]:

$$\frac{d\sigma_{pol}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left[ 1 + \frac{P_{zz}}{\sqrt{2}} \sum_{i=0}^2 d_{2i}(\theta^*) T_{2i} \right],$$

где

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \sigma_{Mott} [A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2(\theta_e/2)] \equiv \sigma_{Mott} S_0,$$

есть неполяризованное сечение,  $\theta_e$  - азимутальный угол рассеяния электрона,  $Q^2$  - квадрат переданного импульса,  $\sigma_{Mott}$  - Моттовское сечение рассеяния. Структурные функции  $A(Q^2)$  и  $B(Q^2)$ , выражающиеся через три формфактора следующим образом :

$$A(Q^2) = G_C^2 + \frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2 + \frac{2}{3}\eta G_M^2,$$

$$B(Q^2) = \frac{4}{3}\eta(1 + \eta)G_M^2,$$

которые на сегодняшний день уже достаточно хорошо измерены. Величины  $T_{2i}$  — есть компоненты тензорной анализирующей способности реакции. В экспериментах измеряется  $T_{20}$  компонента (рис.1) (величины  $T_{21}$  и  $T_{22}$  значительно меньше по абсолютному значению), выражающаяся через формфакторы следующим образом :

$$T_{20} = -\sqrt{2}\eta \left( \frac{4}{3}G_C G_Q + \frac{4}{9}G_Q^2 + \frac{1}{6}gG_M^2 \right) S_0^{-1},$$

Таким образом, зная  $A(Q^2)$ ,  $B(Q^2)$  и  $T_{20}(Q^2)$  можно разделить все три формфактора дейтрона.

Величина компоненты  $T_{20}$  анализирующей способности извлекается из измерения асимметрии в рассеянии при двух различных значениях тензорной поляризации  $P_{zz}^{+-}$  ядер дейтерия:

$$A^T = \frac{N^+ - N^-}{2N^+ + N^-} = \frac{P_{zz}^+ \int \frac{d\sigma_0}{d\Omega} T_{20} d_{20} d\Omega}{\sqrt{2} \int \frac{d\sigma_0}{d\Omega} d\Omega},$$

где интегрирование ведется по телесному углу детектора. Здесь уже учтено, что из-за высокой эффективности нашего источника поляризованных атомов получают предельные значения поляризации  $P_{zz} = 1 - 3n_0$ , где  $n_0 \approx 0$  или 1 — есть заселенность магнитного подуровня с проекцией спина  $M_z = 0$ , и, таким образом,  $2P_{zz}^+ \approx -P_{zz}^-$ . Суть метода измерения тензорной поляризации, применяемого на установке *Дейтрон* в *ИЯФ*, состоит в следующем. Как следует из расчётов различных теоретических моделей описания нуклон-нуклонного взаимодействия (рис.2), значение  $T_{20}$  при больших значениях переданного импульса  $Q$  существенно различаются. Эта область наиболее интересна для экспериментального исследования. В области же малых значений  $Q$  как теоретические, так и, уже ранее полученные, экспериментальные значения  $T_{20}$  совпадают с высокой точностью. Таким образом, измеряя асимметрию рассеяния  $A^T$  и

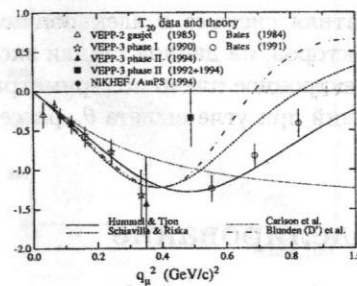


Рис. 1:  $T_{20}$  — экспериментальные точки и теоретические кривые.

The Tensor Analyzing Power For Elastic ed Scattering

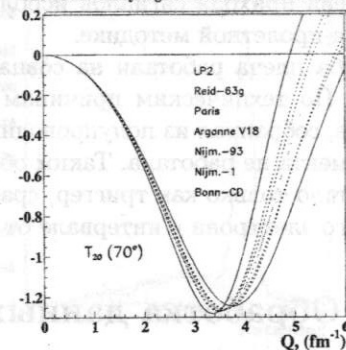


Рис. 2:  $T_{20}$  — данные различных теорий. Поляриметр охватывает интервал по  $Q$  от 1,4 до 1,9  $\text{fm}^{-1}$ .

зная значение компоненты анализирующей способности  $T_{20}$  можно вычислить значение степени тензорной поляризации  $P_{zz}$  атомов дейтерия непосредственно в области реакции  $ed$  рассеяния, в накопительной ячейке.

### 3 Схема поляриметра

Данный поляриметр работает в интервале переданного импульса  $1,4 \div 1,9 \text{ fm}^{-1}$ . Поляриметр состоит из двух детектирующих плеч : электронного и дейтронного.

*Электронное плечо* — система регистрации рассеянных электронов. Расположено под средним углом  $\theta = 9^\circ$  к оси электронного пучка, в месте, обеспечивающем минимальное количество пассивного вещества на пути пролета электрона. Состоит из вольфрамового конвертора, необходимого для образования электро-магнитного ливня и подавления электронов малых энергий, координатной системы из полупроводниковых детекторов, служащей для измерения угла пролета электрона  $\theta_e$ , и из сцинтиллятора, необходимого для формирования триггерного сигнала.

*Дейтронное плечо* — система регистрации дейтронов отдачи. Состоит из пары дрейфовых камер, по данным с которых восстанавливается вершина взаимодействия и углы вылета дейтрона  $\theta_d$  и  $\phi_d$ , и из пары органических сцинтилляционных счетчиков, толщиной 2 и 12 см соответ-

ственно. По амплитудам сигналов со счетчиков определяется энергия, а времена прихода сигналов используется для идентификации частиц по время-пролетной методике.

Оба плеча работали на совпадение, что позволяет сильно подавить фон. По техническим причинам координатная система в электронном плече, собранная из полупроводников детекторов, на данной стадии эксперимента не работала. Таким образом, электронное плечо поляриметра работало только как триггер, срабатывающий при угле вылета  $\theta_e$  рассеянного электрона в интервале от  $8^\circ$  до  $10^\circ$ .

#### 4 Обработка данных и моделирование

Для определения асимметрии  $A^T$  в упругом  $ed$  рассеянии необходимо как можно более точно знать количество событий упругого рассеяния  $N^{+,-}$  соответствующих различным значениям поляризации  $P_{zz}^{+,-}$ . Кроме процесса упругого рассеяния есть еще процесс неупругого - развал дейтрона на протон и нейтрон. Вклад этих событий занижает действительное значение асимметрии. Отделение событий одного типа от другого проводилось по время-пролетной методике (рис.3). Сразу были отброшены события, давшие сигнал во втором счетчике, так как, при энергиях дейтронов порядка  $20 \div 30$  МэВ они все останавливаются в первом. Хорошо видны отдельно "протонные" и "дейтронные" события, разница по времени пролета которых порядка 2 нсек. После данной процедуры отделения спектр событий по углы вылета  $\theta_d$  выглядит как показано на рис.4. На "дейтронный" пик накладывается подложка из оставшихся "протонных" событий. Учёт/неучёт этих событий приводит приблизительно к  $10 \div 20\%$  ошибке в определении асимметрии. Хорошей аппроксимацией этого распределения можно добиться двумя функциями Гауса, тем самым, легко оценить количество "протонных событий", попавших в "дейтронный" пик. Таким образом, оценив количество событий упругого рассеяния при разных значениях дейтронной поляризации можно посчитать значение асимметрии. Результаты представлены на рис.5, где счёт времени идет с момента установки накопительной ячейки на электронный пучок. Информация о зависимости асимметрии от времени весьма полезна (см. следующий раздел). Для определения степени тензорной поляризации необходимо знать величину асимметрии для случая когда степень поляризации равна 100%. Тогда степень поляризации можно оценить по по

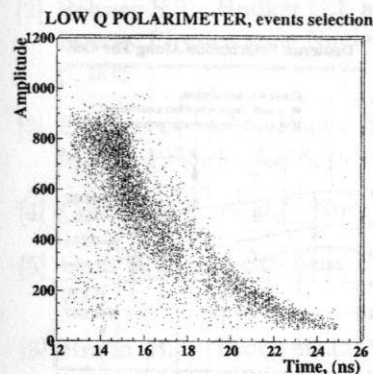


Рис. 3: Разделение "протонных" и "дейтронных" событий. Протоны — сверху слева. следующей формуле :

$$P_{zz} = \frac{A_{exp}^T}{A_{sim}^T},$$

где  $A_{exp}^T$  — экспериментальное значение асимметрии, а  $A_{sim}^T$  — значение асимметрии для случая 100% степени поляризации. Для нахождения  $A_{sim}^T$  было проведено моделирование процесса упругого рассеяния электрона на тензорно-поляризованных ядрах дейтерия. Геометрии детектора, заложенная в моделирование, была максимально приближена к реально существующей. Моделирование проводилось с помощью программы GEANT [11]. Формфакторы и, тем самым, поляризационное сечение были посчитаны в модели парижского потенциала. В результате была определена степень поляризации в зависимости от координаты вдоль накопительной ячейки (рис.6), где кроме экспериментальных точек представлены еще расчёты сделанные методом Монте-Карло для различных значений вероятности деполаризации  $W$  атомов на стенках накопительной ячейки.

#### 5 Предварительные результаты

Поведение асимметрии во времени дает представление о том как изменяется качество поверхности ячейки. Для уменьшения эффектов деполаризации атомов на стенках ячейки, поверхность последней покрывается

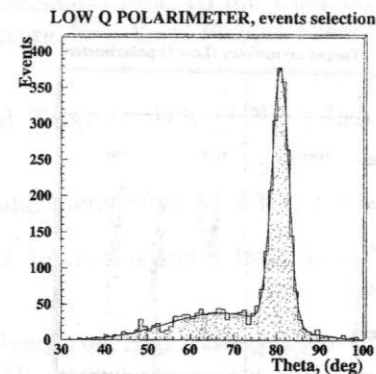


Рис. 4: Разделение "протонных" и "дейтронных" событий. "Дейтронный" пик и "протонная" подложка.



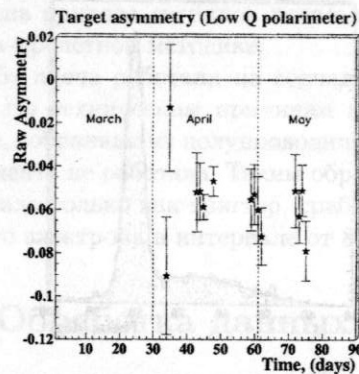


Рис. 5: Зависимость асимметрии от времени работы на электронном пучке.

специальным составом — драйфилмом (drifilm). Видно, что не наблюдается ожидаемого ухудшения асимметрии во времени вследствие ухудшения качества поверхности. Возможно, что к началу набора статистики поверхность ячейки успела уже испортиться, поэтому и наблюдается столь невысокая степень поляризации. О качестве поверхности можно судить и по зависимости степени поляризации от координаты вдоль ячейки (рис.6), где вероятность деполяризации  $W$  атомов на стенках ячейки характеризует качество поверхности. Из измеренных значений видно, что вероятность деполяризации при единичном столкновении для нашей ячейки  $W \sim 0,005$ , что несколько выше чем измеренное в работе [12]. Хотелось бы отметить, что эти данные очень предварительные. Пока что ведется эксперимент, набирается статистика, ищутся методы уменьшения систематических ошибок в определении асимметрии и поляризации. Однако, уже эти первые результаты демонстрируют работоспособность поляриметра и адекватность детекторных систем для решения поставленных задач.

## Список литературы

[1] Будкер Г.И. и др.// ЯФ, 1967, Т. 6, с. 775.

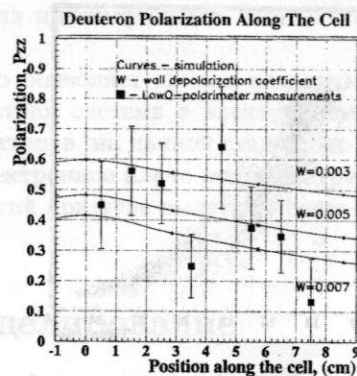


Рис. 6: Расчётные и экспериментальные значения степени поляризации в зависимости от координаты вдоль ячейки.

- [2] Belyaev S.T., Budker G.I. and Popov S.G.// Proc. III Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure. New York: Plenum Press, 1970, p. 606.
- [3] Evstigneev A.V., Popov S.G. and Toporkov D.K.// Nucl. Instr. and Meth., 1985, V. A238, p. 12.
- [4] Coulter K.P. *et al.*// Nucl. Instr. and Meth. 1994, V. A348, p. 61.
- [5] Gaul H.G. and Steffens E.// Nucl. Instr. and Meth. 1992, V. A316, p. 297.
- [6] Braun B.// Proc. of 12th Int. Symp. on High-Energy Spin Physics, Sept.10-14, 1996, Amsterdam, p.241.
- [7] Gilman R. *et al.*// Nucl. Instr. and Meth.,1993, V. A327, p. 277.
- [8] Pate S.F.// AIP Conf. Proc., 1995, V. 339, p. 71.
- [9] Ferro-Luzzi M. *et al.*// Phys. Rev. Lett., 1996, V. 77, p. 2630.
- [10] Donnelly T.W. and Raskin A.S.// Ann. Phys. 1986, V. 169, p. 247.
- [11] GEANT Reference Manuale, CERN, 1992.
- [12] T.Wise, A.Converse and J.S.Price// AIP Conference Proceedings 187 (1989) 1527.  
J.S.Price and W.Haerberli// Nucl. Instr. and Meth. V. A326 (1993) 416.  
J.S.Price and W.Haerberli// Nucl. Instr. and Meth. V. A349 (1994) 321.

## Р- и Т- нечётные электромагнитные моменты дейтона в киральном пределе

Коркин Р.В.<sup>4</sup>

### Аннотация

В киральном пределе вычислен анапольный момент дейтона. В сумме с радиационными поправками к Z-бозонному обмену он даёт эффективную константу Р-нечётного электрон-ядерного взаимодействия, зависящего от спина дейтона. Экспериментальное измерение этой величины позволило бы определить значение  $\bar{g}_{\pi NN}$  — Р-нечётной пион-нуклонной константы и дало бы информацию о матричном элементе  $\langle N | \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 s | N \rangle$ .

Вычислены также Т-нечётные моменты дейтона: электрический дипольный и магнитный квадрупольный.

Анапольный момент появляется вместе с магнитным квадрупольным во втором члене разложения в ряд вектор-потенциала:

$$A_i = \int \frac{dV' j_i(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}.$$

Второй член разложения можно записать в виде

$$\nabla_i \nabla_k \frac{1}{r} T_{ikl}, \quad T_{ikl} = \frac{1}{2} \int dV' r'_i r'_k j_l(\mathbf{r}') = -\frac{1}{6} \epsilon_{ikm} M_{lm} - \frac{1}{4\pi} (\delta_{kl} a_i - \delta_{il} a_k),$$

где  $M_{km}$  — тензор магнитного квадрупольного момента (МКМ), а  $a_i$  — вектор анапольного момента:

$$M_{km} = \int dV (r_k \epsilon_{mnr} + r_m \epsilon_{knr}) r_n j_r(\mathbf{r}),$$

$$a_i = -\pi \int dV r^2 j_i(\mathbf{r}).$$

Создаваемый им потенциал:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = a\delta(\mathbf{r}).$$

<sup>4</sup>Студент 4-го курса НГУ, научный руководитель д.ф.-м.н Хриплович И.Б.

Магнитное поле, создаваемое анаполем, похоже на поле, которое возникает в тороидальной обмотке с током, и отличается от поля магнитного диполя или, например, от поля квадруполья.

Чем он интересен? Дело в том, что в тяжелых атомах основной Р-нечётный эффект связан со взаимодействием нейтральных токов, которые не зависят от спина ядра. Это взаимодействие описывается, по аналогии с электромагнитным, так называемым слабым зарядом. Слабые заряды нейтрона и протона соответственно равны:

$$C_{1n} = -\frac{1}{2}, \quad C_{1p} = \frac{1}{2}(1 - 4\sin^2\theta_w).$$

Видно, что слабым зарядом протоны почти не обладают. Поэтому эффект пропорционален количеству нейтронов. За счет этого взаимодействие усиливается в тяжёлых ядрах. Взаимодействие нейтральных токов, зависящее от спина ядра такого усиления не имеет, а потому его измерение — очень трудная задача.

В 1980 году было показано Хрипловичем и Фламбаумом, что основной вклад в тяжёлых атомах определяется не слабым взаимодействием нейтральных токов, а электромагнитным взаимодействием электрона с анаполем ядра.

Используя эффективные гамильтонианы сильного и слабого взаимодействий

$$H = ig\bar{N}\gamma_5\vec{\tau}\vec{\pi}N = ig\left[\sqrt{2}(\bar{p}\gamma_5 n\pi^- + \bar{n}\gamma_5 p\pi^+) + (\bar{p}\gamma_5 p\pi^0 - \bar{n}\gamma_5 n\pi^0)\right],$$

$$H = \bar{g}\bar{N}[\vec{\tau}\vec{\pi}]_3 N = i\sqrt{2}\bar{g}(\bar{p}n\pi^- - \bar{n}p\pi^+),$$

находим поправку к потенциалу:

$$V = -2ig\bar{g}\mathbf{I}\nabla \frac{\exp(-m_\pi r)}{4\pi M r}.$$

Используя стандартную теорию возмущений, была вычислена поправка к волновой функции дейтона. Тогда не представляет труда найти выражение для тока и для анапольного момента дейтона:

$$\mathbf{a} = -\frac{eg\bar{g}\mathbf{I}}{6m_\pi M} \left[ \frac{1 + \kappa/m_\pi}{(1 + 2\kappa/m_\pi)^2} (\mu_p - \mu_n - 1/3) + \left(1 - \frac{6}{\pi} \frac{m_\pi}{M} \ln \frac{M}{m_\pi}\right) \right].$$

В сумме с радиационными поправками к Z-бозонному обмену анапольный момент даёт эффективную константу  $C_{2d}$ .

$$C_{2d} = (2,8 \pm 0,5) \times 10^{-2}.$$

Мы понимаем всю сложность эксперимента по измерению  $C_{2d}$ , но высокая точность, с которой вычислена эта константа, позволяет надеяться на то, что если данный эксперимент состоится, то он даст много полезной информации о  $P$ -нечётной  $\pi NN$  константе и о вкладе в эффект  $s$ -кварков.

С недавнего времени довольно активно обсуждаются  $T$ -нечётные ядерные силы, в частности поиски электрических дипольных моментов частиц и ядер. Дейтон в силу простоты структуры поддается аналитическому расчету.

Используя гамильтониан  $T$ -нечетного слабого взаимодействия

$$H = H_0 + H_1 + H_2,$$

где

$$H_0 = g_0 \bar{N} \vec{\tau} \vec{\pi} N = g_0 \left[ \sqrt{2} (\bar{p} n \pi^- + \bar{n} p \pi^+) + (\bar{p} p \pi^0 - \bar{n} n \pi^0) \right],$$

$$H_1 = g_1 \bar{N} \pi^0 N = g_1 (\bar{p} p \pi^0 + \bar{n} n \pi^0),$$

$$H_2 = g_2 \bar{N} (3\tau_3 \pi^0 - \vec{\tau} \vec{\pi}) N = g_2 \left[ 2\bar{p} p \pi^0 - 2\bar{n} n \pi^0 - \sqrt{2} (\bar{p} n \pi^- + \bar{n} p \pi^+) \right],$$

были получены ответы для электрического дипольного и магнитного квадрупольного моментов:

$$\mathbf{d} = -0,49 \frac{e g g_1}{12 \pi m_\pi} \mathbf{I}.$$

$$M_{zz} = -0,49 \frac{e}{12 \pi m_\pi M} [(g g_1 + 3 g g_0) \mu_p - (g g_1 - 3 g g_0) \mu_n].$$

## Реконструкция событий в вершинной камере детектора КЕДР

Полуэктков А.<sup>5</sup>

### Аннотация

Описаны процедуры реконструкции космических и пучковых событий в вершинной камере детектора КЕДР. Получены данные по координатному разрешению и эффективности дрейфовых трубок ВД с помощью космических частиц. Приведены результаты обработки событий упругого электрон-позитронного рассеяния и многоадронного рождения в области резонанса  $J/\psi$ .

### 1 Введение

В феврале-июне 1998 года были проведены первые эксперименты с детектором КЕДР на накопителе ВЭПП-4М. Проводилось сканирование в области энергий резонанса  $J/\psi$  ( $2E \simeq 3$  ГэВ), а также набор космических событий для калибровки и отладки систем детектора.

Данная работа посвящена методам и результатам обработки данных вершинного детектора (ВД) — части координатной системы детектора КЕДР, находящейся в непосредственной близости от вакуумной камеры накопителя. Основное назначение ВД — определение координат вершины события, а также измерение импульсов заряженных частиц совместно с дрейфовой камерой.

Вершинный детектор (см. [1], [2]) состоит из 312 цилиндрических дрейфовых трубок длиной 670 мм и диаметром 10 мм, установленных в 6 концентрических слоях вокруг вакуумной камеры. Трубки изготовлены из алюминизированного лавсана толщиной 20 мкм, аноды выполнены из золоченой вольфрамовой проволоки диаметром 20 мкм. Электроника ВД позволяет измерять время дрейфа ионизации до анода; амплитуда сигнала и продольная координата не измеряются.

Эксперименты 1998 года проводились в отсутствие магнитного поля. Это сделало невозможным измерение импульса и заряда частиц, зато

<sup>5</sup>Магистрант 1-го курса магистратуры НГУ, научный руководитель — канд. физ.-мат. наук Бондарь А.Е.

значительно упростило реконструкцию событий и позволило восстанавливать трек без привлечения других систем детектора.

## 2 Реконструкция космических событий

### 2.1 Получение дрейфовой кривой

Электроника ВД работает по схеме с общим стопом, поэтому наименьшим временам дрейфа соответствуют наибольшие значения, читаемые из канала электроники, и наоборот. Время дрейфа измеряется относительно сигнала решения первичного триггера, который при работе с пучками стробирован сигналом "фаза" ускорителя.

В заходах 1998 года использовалась смесь  $Ar - CO_2$ , в которой скорость дрейфа слабо зависит от напряженности поля и составляет около 30 мкм/нс. Типичный временной спектр для такой смеси показан на рис. 1.

Для получения координатной информации с дрейфовых трубок необходимо произвести калибровку, которая заключается в определении временных констант каждого из каналов, а также в нахождении дрейфовой кривой, связывающей время дрейфа с координатой частицы.

Из-за различной длины соединительных кабелей и задержек в тракте электроники положение границ спектра для разных каналов неодинаково. Истинное время дрейфа связано с информацией, выдаваемой времяцифровым преобразователем, следующим образом:

$$t_{dr} = t_0^{(i)} - \tau N_i + \tau_{dt} N_{dt},$$

где  $t_0^{(i)}$  — временная константа для  $i$ -й трубки,  $\tau$  — дискретность оцифровки времени дрейфа ( $\tau = 2$  нс),  $N_i$  — номер канала ВЦП для  $i$ -й трубки. Поправка  $\tau_{dt} N_{dt}$  связана с необходимостью учета неопределенности времени прихода сигнала "стоп" относительно решения первичного триггера, которая достигает 4 нс. Время между этими двумя сигналами измеряется счетчиком с временным экспандером, обладающим малой дискретностью ( $\tau_{dt} = 110$  пс).

Значения величин  $t_0^{(i)}$  грубо определяются по правому краю временного спектра  $i$ -го канала, который соответствует наименьшим временам дрейфа.

Для определения зависимости пути дрейфа от времени  $R(t)$  складываются спектры всех трубок с учетом величин  $t_0$ . Функция  $R(t)$  опреде-

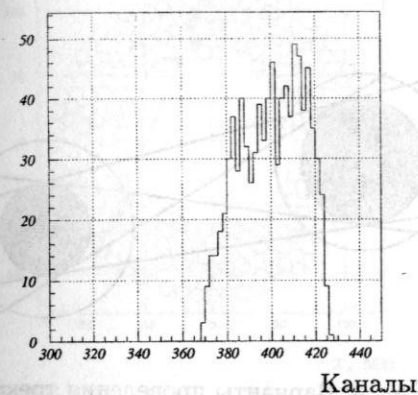


Рис. 1: Временной спектр в смеси  $Ar - CO_2$ .

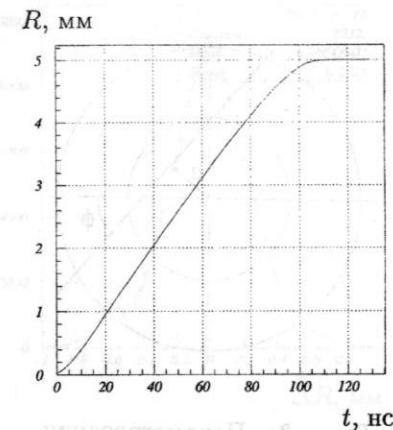


Рис. 2: Дрейфовая кривая  $R(t)$ .

ляется по следующей формуле ([1]):

$$R(t) = R_0 \frac{N(t_{dr} < t)}{N_{tot}},$$

где  $N_{tot}$  — полное число срабатываний трубок,  $N(t_{dr} < t)$  — число срабатываний, при которых время дрейфа  $t_{dr}$  меньше  $t$ ,  $R_0 = 5$  мм — радиус трубки. Полученная зависимость  $R(t)$  показана на рис.2.

### 2.2 Восстановление треков космических частиц

С дрейфовой трубки поступает информация о расстоянии от трека до анодной проволоки, т. е. трек частицы является касательной к окружности с радиусом, равным пути дрейфа. Таким образом, трек, прошедший через несколько трубок, может быть построен как общая касательная ко всем полученным таким образом окружностям. При этом нужно учитывать ограниченное координатное разрешение и возможность ложного срабатывания трубки. Для восстановления треков космических частиц применялся алгоритм, являющийся модификацией процедуры, описанной в [1].

Удобно параметризовать трек частицы его расстоянием  $a$  до оси ВД и углом  $\phi$  между направлением трека и горизонталью (см. рис. 3).

Первый этап реконструкции состоит в выборе трека первого приближения. Для этого производится перебор по всем парам сработавших тру-

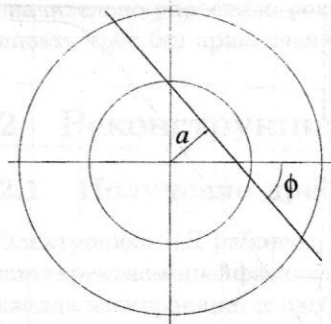


Рис. 3: Параметризация трека.

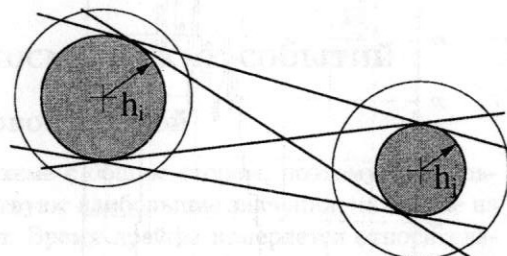


Рис. 4: Варианты проведения трека.

бок; через каждую пару трубок проводится 4 касательных трека (см. рис. 4). Для каждого такого трека вычисляется некоторая функция правдоподобия, значение которой тем больше, чем через большее количество трубок проходит трек, а также чем точнее он соответствует измеренным в трубках расстояниям дрейфа. Трубки же, отстоящие достаточно далеко от трека, не учитываются в функции правдоподобия, что позволяет искать треки в событиях, содержащих ложно сработавшие трубки.

Итак, в качестве первого приближения нужно выбрать трек с максимальным значением функции правдоподобия. Однако полный перебор всех сработавших трубок занимает значительное время, поэтому он прерывается при нахождении трека с достаточно большим значением этой функции. Для ускорения нахождения трека с большим значением функции правдоподобия в качестве первой пары берется самая верхняя и самая нижняя сработавшие трубки, затем верхняя и 2-я снизу, нижняя и 2-я сверху и т. д. При этом в большинстве случаев перебор обрывается на 3-й — 4-й паре трубок.

После нахождения трека первого приближения находятся трубки, через которые он проходит и вычисляются параметры уточненного трека методом наименьших квадратов.

### 2.3 Коррекция дрейфовой кривой

Точность определения временных констант  $t_0$  вносит большой вклад в пространственное разрешение, поэтому после грубого определения величин  $t_0$  по краям временного спектра их значения уточняются с помощью реконструкции космических треков. Поправка к временной константе  $t_0$

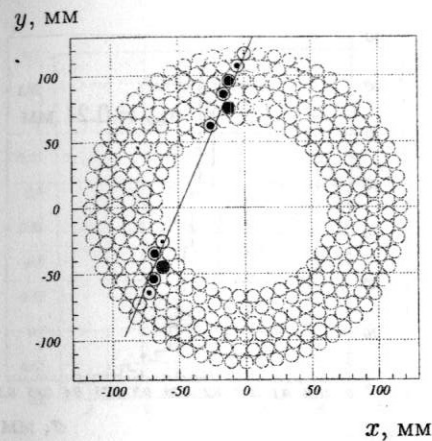


Рис. 5: Пример космического события.

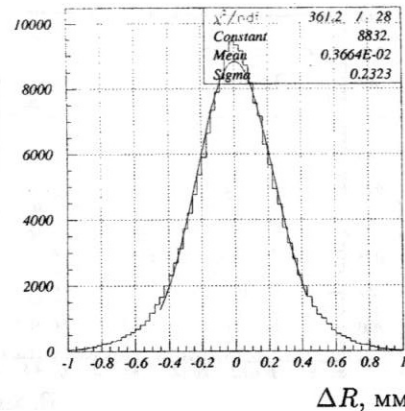


Рис. 6: Разрешение дрейфовой трубки.

вычисляется следующим образом:

$$\delta t_0^{(i)} = \frac{(|r_i| - h_i)}{v_{dr}},$$

где  $r_i$  — расстояние от восстановленного трека до оси  $i$ -й трубки,  $h_i$  — измеренный путь дрейфа,  $v_{dr}$  — скорость дрейфа. После уточнения временных констант необходимо вычислить дрейфовую кривую  $R(t)$  еще раз, пользуясь новыми значениями величин  $t_0$ .

Поправки на геометрическое положение трубок не учитывались, поскольку в работе [1] было показано, что отклонение истинного положения трубок от проектного составляет не более 20 мкм, что значительно меньше координатного разрешения.

### 2.4 Результаты обработки космических заходов

Координатное разрешение дрейфовой трубки определялось как среднеквадратичное отклонение разности пути дрейфа и расстояния от восстановленного трека до оси соответствующей трубки  $|r_i| - h_i$ . На рис. 6 показано распределение величины  $|r_i| - h_i$  для всех трубок ВД. Подгонка нормальным распределением дает значение разрешения  $\sigma = 0.23$  мм.

Зависимость разрешения от пути дрейфа показана на рис. 7. Видно, что с использовавшейся газовой смесью координатное разрешение

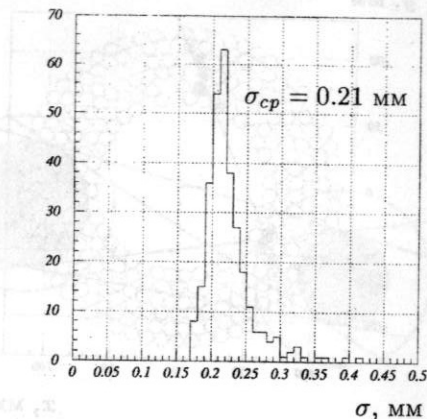
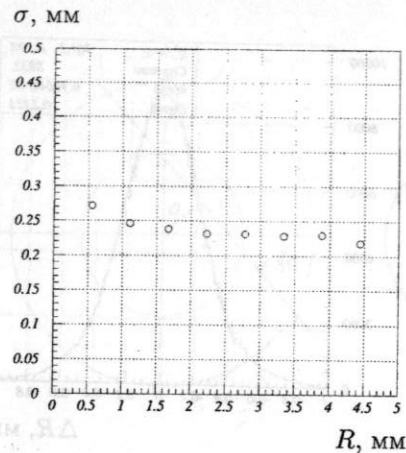


Рис. 7: Распределение пространственного разрешения по радиусу трубки.

Рис. 8: Распределение трубок по разрешению.

во всем объеме дрейфовой трубки приблизительно одинаково. Небольшое ухудшение разрешения на малых расстояниях может быть связано с кластер-эффектом. Из распределения трубок по разрешению (рис. 8) можно заключить, что в большей части трубок координатное разрешение составляет около 0.21 мм, но имеется около 20 трубок с худшим разрешением, предположительно, из-за их нецилиндричности.

Равномерность пространственного разрешения по радиусу трубки позволяет сделать вывод, что оно, по-видимому, ограничивается не диффузией или кластер-эффектом, а другими причинами, например, искривлением трубок, связанным с неточностью установки детектора на вакуумную камеру.

Результаты измерений эффективности дрейфовых трубок ВД приведены на рис. 9–10. Эффективность в данном случае определялась для каждой трубки как отношение числа событий, в которых она использовалась при восстановлении трека, к числу событий, в которых трек проходит через эту трубку. Эффективность значительно падает на краю трубки (рис. 9) из-за ее нецилиндричности.

Космические мюоны, проходя через вещество вакуумной камеры, могут выбить из него энергичный  $\delta$ -электрон, который может быть зарегистрирован. Пример такого события показан на рис. 11. События с  $\delta$ -электроном составляют около 2% от общего числа частиц, проходящих через детектор. Пренебрегая многократным рассеянием, можно считать,

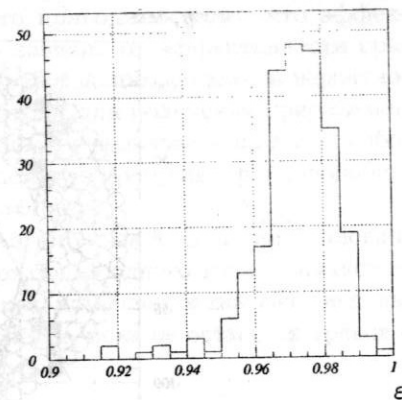
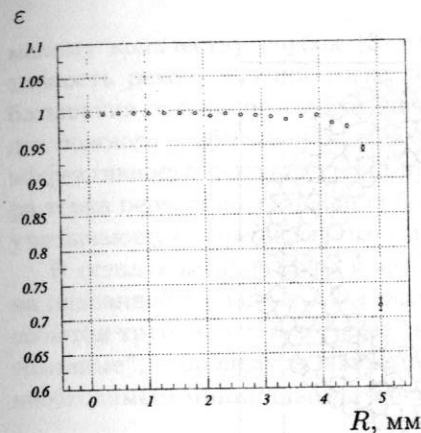


Рис. 9: Распределение эффективности по радиусу трубки.

Рис. 10: Распределение трубок по эффективности.

что  $\delta$ -электрон вылетает из точки пересечения его трека с треком первичной космической частицы. Распределение точек вылета  $\delta$ -электронов в плоскости, перпендикулярной оси ВД, приведено на рис. 12. Точки концентрируются на окружности внутри ВД с радиусом около 60 мм, что соответствует радиусу внешней вакуумной камеры. Видны также  $\delta$ -электроны, выбиваемые из верхней части внутренней стенки дрейфовой камеры на расстоянии около 125 мм от оси детектора. Для наглядности на рис. 13 показано распределение расстояний точек вылета  $\delta$ -электронов до оси ВД. Отчетливо видны два пика на радиусах 60 и 125 мм, соответствующих радиусам внешней вакуумной камеры и внутренней стенки дрейфовой камеры.

## 3 Реконструкция пучковых событий

### 3.1 Алгоритм реконструкции

Треки частиц в пучковых событиях, в отличие от космических, не проходят целиком через детектор, а начинаются, чаще всего, внутри вакуумной камеры. Поэтому при реконструкции пучковых событий необходимо для каждого трека учитывать только трубки, которые находятся с одной стороны вакуумной камеры.

Еще одна особенность пучковых треков — они восстанавливаются по

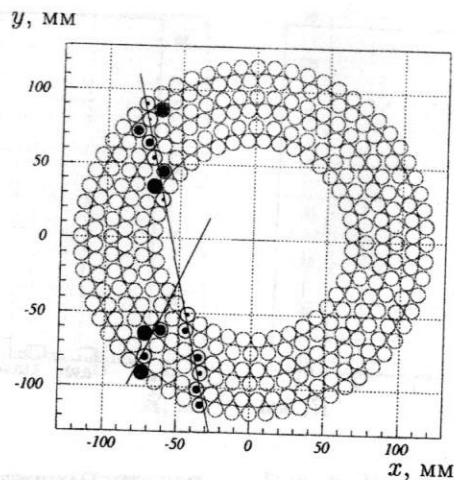


Рис. 11: Пример космического события с вылетевшим из вакуумной камеры  $\delta$ -электроном.

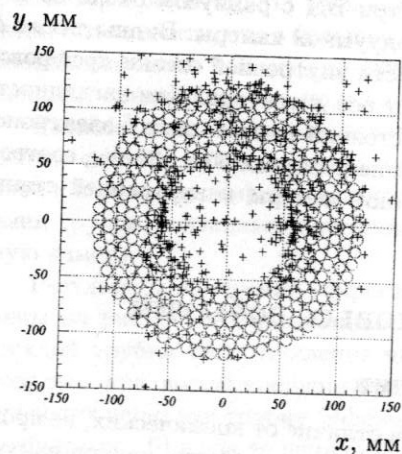


Рис. 12: Распределение точек вылета  $\delta$ -электронов в плоскости, перпендикулярной оси ВД.

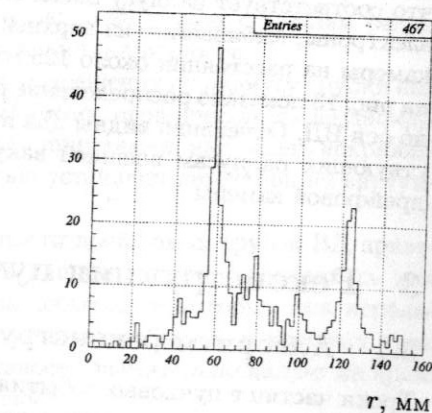


Рис. 13: Распределение расстояний точек вылета  $\delta$ -электронов до оси ВД.

малому количеству трубок (3 – 6). Это приводит к тому, что эффективность реконструкции трека сильно зависит от эффективности срабатывания отдельной трубки, числа неработающих каналов и вероятности ложного срабатывания трубки. Поэтому для получения приемлемой эффективности реконструкции необходимо использовать на этапе выбора трека первого приближения более сложную функцию правдоподобия, учитывающую перечисленные выше факторы.

В остальном процедура поиска трека в пучковом событии аналогична описанной в разделе 2.2. После нахождения одного трека в пучковом событии трубки, через которые он прошел, помечаются как уже "использованные", и процедура поиска повторяется, пока не останется треков с необходимым минимальным числом трубок.

### 3.2 Упругое $e^+e^-$ -рассеяние

Наблюдение событий упругого рассеяния позволяет получить важную информацию об эффективности детектора. Причем, поскольку треки рассеянных частиц коллинеарны, при их реконструкции можно наряду с модифицированным алгоритмом обработки многочастичных событий использовать алгоритм для обработки космических событий. Более того, такой алгоритм обеспечивает максимальную эффективность отбора, таким образом, упругое рассеяние можно использовать для отладки алгоритмов реконструкции, предназначенных для обработки многоадронных событий.

Для регистрации рассеянных частиц используется торцевой сцинтиляционный калориметр на основе кристаллов  $CsI$  (см. рис. 14). Он позволяет восстанавливать координаты точки попадания частицы с точностью около 2 см. Диапазон полярных углов вылета конечных частиц, перекрываемый калориметром —  $13.5^\circ < \Theta < 35^\circ$ . В этот диапазон входят треки, пересекающие от 3 до 6 слоев вершинного детектора.

Для сравнения эффективности реконструкции треков в ВД использовались следующие алгоритмы:

- Алгоритм восстановления космических событий, в котором оба трека рассеянных частиц подгонялись одной прямой.
- Алгоритм реконструкции пучковых событий (см. раздел 3.1), в котором не предполагалось коллинеарности треков.

Измеренная на событиях упругого рассеяния эффективность реконструкции треков в ВД в зависимости от угла  $\Theta$  показана на рис. 15.

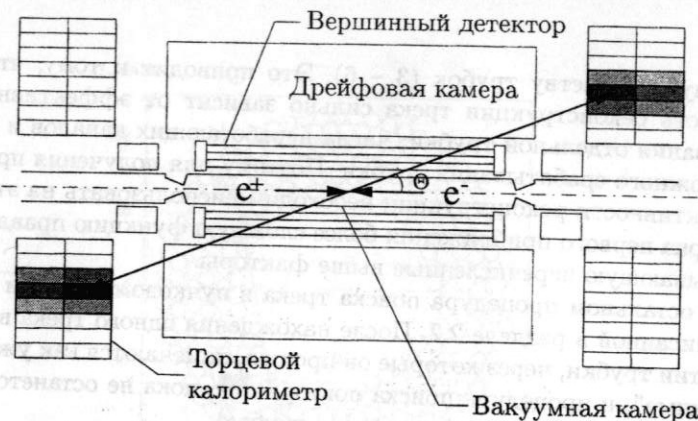


Рис. 14: Регистрация события  $e^+e^-$ -рассеяния в детекторе КЕДР.

Эффективность определялась как отношение числа событий, в которых были найдены два трека, согласующихся с координатами точек попадания частиц в торцевой калориметр, к общему числу событий, попадающих в заданный диапазон углов  $\Theta$ . На графике цифрами отмечены углы, при которых трек рассеянной частицы пересекает соответствующее число слоев ВД.

Максимальная эффективность (закрашенные кружки) получена с алгоритмом реконструкции космических событий. При этом использовалась коллинеарность рассеянных частиц и оба трека подгонялись одной прямой. Рассматривались только те треки, которые содержали как минимум по 3 сработавших трубки с обеих сторон вакуумной камеры. Такой отбор проводился для того, чтобы можно было сравнивать этот алгоритм с тем, в котором не предполагалась коллинеарность треков и для реконструкции требовалось срабатывание не менее 3 трубок для каждой частицы. Полученная эффективность (около 80%) полностью может быть объяснена неработавшими каналами, которых в использованном заходе было около 50. Таким образом, эффективность реконструкции описанного алгоритма близка к 100%.

Эффективность восстановления события  $e^+e^-$ -рассеяния, полученная с помощью алгоритма реконструкции пучковых событий (незакрашенные кружки) несколько меньше, так как при обработке не учитывалась коллинеарность треков. Заметим, однако, что приведена эффективность реконструкции *двух* треков, таким образом, эффективность реконструкции *одного* трека составляет около 90%.

Анализ событий, дающих вклад в неэффективность, показывает, что ошибки при реконструкции возникают из-за достаточно большого коли-

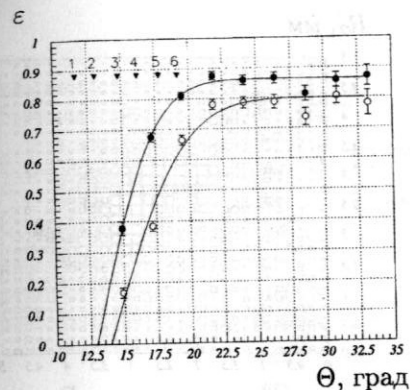


Рис. 15: Эффективность реконструкции треков в ВД на событиях  $e^+e^-$ -рассеяния.

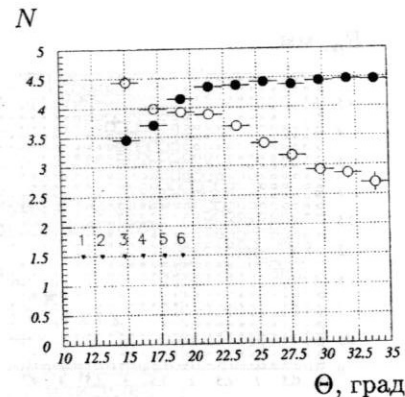


Рис. 16: Среднее количество сработавших трубок на треке.

чества шумовых срабатываний трубок вблизи трека. На рис. 16 закрашенными кружками показано среднее количество трубок, по которым восстанавливался трек, незакрашенными — среднее количество ложно сработавших трубок на 1 трек в зависимости от полярного угла  $\Theta$ . Оно определялось как половина количества трубок, которые были отброшены в процессе выбора трека первого приближения. Видно, что тогда как число правильно сработавших трубок для треков, проходящих через все 6 слоев, не зависит от угла, количество шумовых срабатываний монотонно уменьшается.

Шумовые срабатывания объясняются в основном перекрестными наводками в тракте электроники. Он состоит из предварительных усилителей, находящихся в непосредственной близости к камере, усилителей-формирователей и оцифровывающей электроники. Каждый из предусилителей имеет по 8 каналов, к которым подключаются аноды дрейфовых трубок. Наводки возникают между разными каналами одного предусилителя. Вероятность наводки возрастает для малых углов  $\Theta$  из-за роста величины ионизации и, следовательно, амплитуды сигнала как  $1/\sin \Theta$ . Корреляция пути дрейфа для ложно сработавшей трубки и трубки, лежащей на треке показана на рис. 17. Разница координат около 1 мм, соответствующая задержке срабатывания  $\sim 20$  нс. объясняется меньшей амплитудой наведенного сигнала. Для сравнения на рис. 18 показана корреляция времен для двух трубок, лежащих на треке.



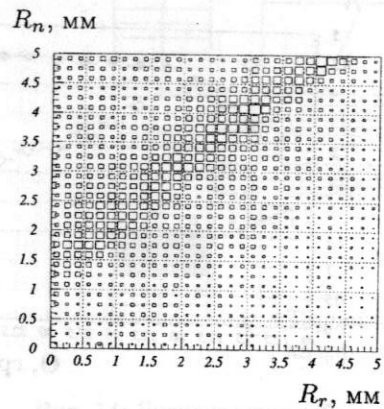


Рис. 17: Корреляция дрейфовых расстояний в двух каналах одного предусилителя — ложно сработавшей трубки ( $R_n$ ) и трубки, лежащей на треке ( $R_r$ ).

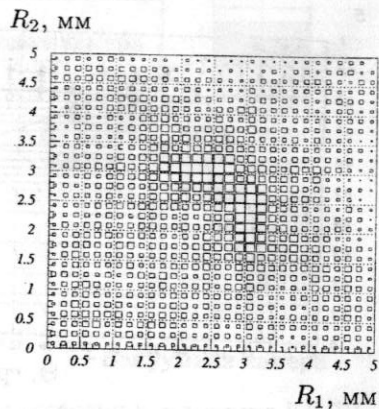


Рис. 18: То же — для двух трубок, лежащих на треке ( $R_1$  и  $R_2$ ).

Вероятность наводки между каналами предусилителя в зависимости от полярного угла  $\Theta$  приведена на рис. 19. Видно, что при малых углах  $\Theta$  существует заметная вероятность ложного срабатывания трубки, которую нельзя объяснить наводками в электронике (трубка на треке и ложно сработавшая трубка принадлежат разным предусилителям). По-видимому, этот эффект связан с выбиванием энергичных  $\delta$ -электронов из вещества вакуумной камеры.

### 3.3 Многоадронное рождение в области резонанса $J/\psi$

Для нахождения вершины многочастичного события необходимо сначала определить треки отдельных частиц, по которым она будет восстанавливаться, поскольку не все найденные треки могут выходить из вершины. Для этого вычисляются координаты точек пересечения каждой пары треков, затем в качестве первого приближения выбирается такая точка, в окрестности которой на расстоянии  $R < R_{max} = 2.5$  мм находится максимальное число других точек пересечения. Для восстановления вершины выбираются треки, которые проходят внутри этой окружности. Координаты вершины получаются из условия минимальности суммы квадратов расстояний до каждого используемого в ее реконструкции трека.

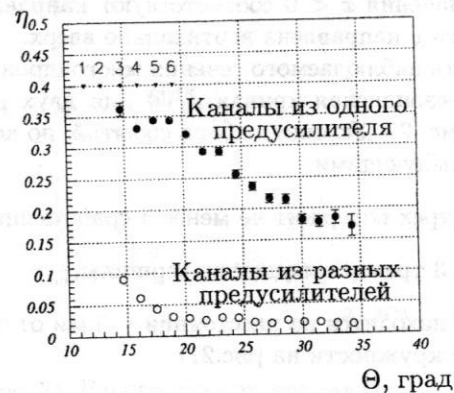


Рис. 19: Вероятность перекрестной наводки в зависимости от полярного угла  $\Theta$ .

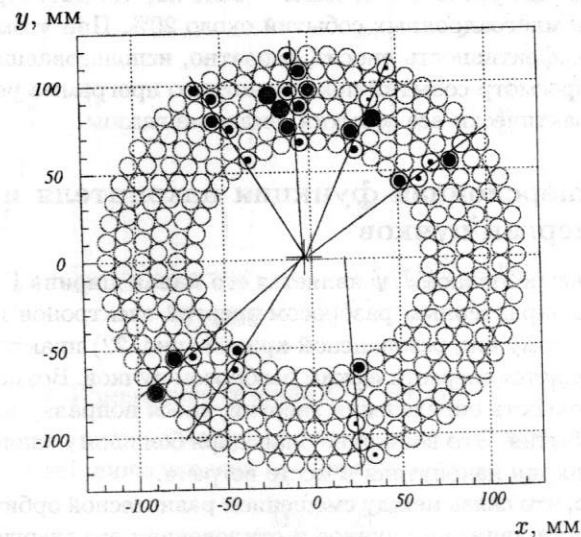


Рис. 20: Пример многоадронного события в ВД.

Распределение координат вершин многоадронных событий показано на рис. 21. Значения  $x < 0$  соответствуют направлению внутрь кольца ускорителя, ось  $y$  направлена вертикально вверх.

Зависимость наблюдаемого сечения многоадронных событий от энергии пучков (резонансная кривая  $J/\psi$ ) для двух разных сканирований показана на рис. 22. Условия отбора событий, по которым строилось сечение, были следующими:

- каждый трек содержит не менее 3 сработавших трубок,
- не менее 3 треков выходят из вершины,
- вершина находится на расстоянии  $\leq 3$  мм от точки встречи пучков (внутри окружности на рис.21).

При таком отборе число фоновых событий составляет 0–2 для интеграла светимости  $0.1 \text{ нб}^{-1}$ . Сечение фоновых событий показано на рисунке незакрашенными кружками. Оно измерялось по наборам событий, для которых электронный и позитронный пучки были разведены.

Как видно из графика, максимальное сечение в пике составляет 500–700 нб, тогда как расчетное сечение — 3000 нб, что дает эффективность регистрации многоадронных событий около 20%. При этом наибольший вклад в неэффективность вносит, вероятно, использовавшийся триггер, поскольку просмотр событий показывает, что программа реконструкции отбирает практически все события, видимые глазом.

### 3.4 Дисперсионная функция накопителя и поправка к энергии пучков

Особенностью резонанса  $J/\psi$  является его малая ширина  $\Gamma = 87 \text{ КэВ}$ , по сравнению с характерным разбросом энергий электронов в пучке  $\sigma_E = 0.5 \text{ МэВ}$ . Поэтому вид резонансной кривой (рис. 22) практически полностью определяется энергетическим разбросом пучков. Возможно, однако, улучшить точность определения энергии, внося поправку на координату вершины события. Это возможно благодаря большому значению дисперсионной функции накопителя в месте встречи.

Известно, что связь между смещением равновесной орбиты электрона  $\Delta x$  в плоскости движения пучков и отклонением его энергии от средней энергии пучка  $\Delta E$  дается дисперсионной функцией  $\psi$ :

$$\Delta x = \psi \frac{\Delta E}{E}.$$

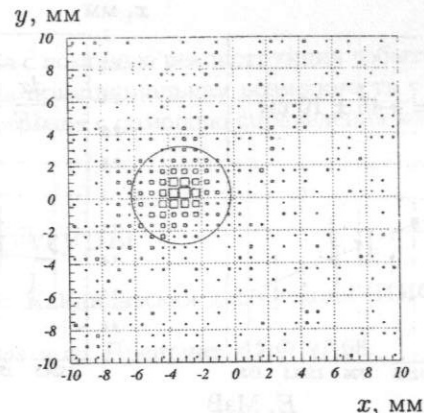


Рис. 21: Распределение вершин событий в плоскости, перпендикулярной оси пучков.

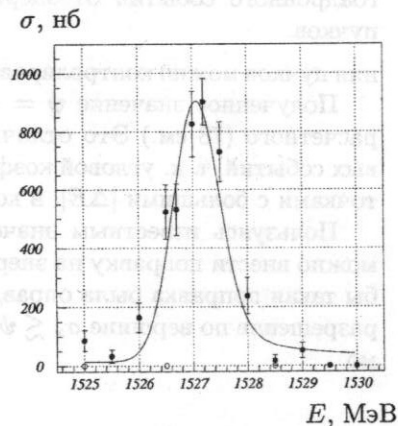
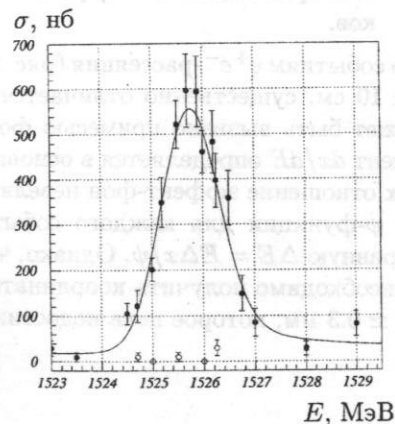


Рис. 22: Измеренное сечение  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow$  адроны.

Если положение пучков не меняется с изменением энергии, горизонтальная координата вершины зависит от энергии пучков:

$$x = \psi \frac{M/2 - E}{M/2}.$$

Полученная зависимость изображена на рис. 23. Стабильность положе-

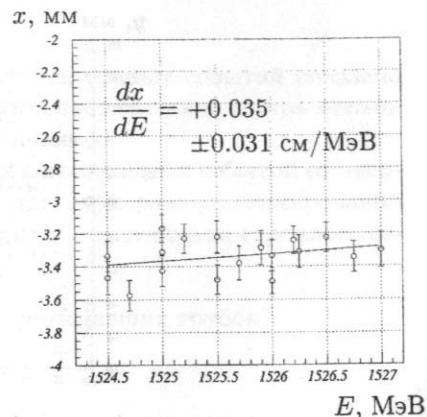
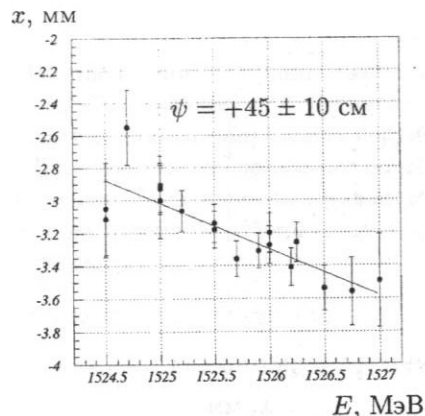


Рис. 23: Зависимость горизонтальной координаты вершины многоадронного события от энергии пучков.

Рис. 24: Зависимость горизонтальной координаты вершины события  $e^+e^-$ -рассеяния от энергии пучков.

ния пучков можно контролировать по событиям  $e^+e^-$ -рассеяния (рис. 24).

Полученное значение  $\psi = +45 \pm 10$  см. существенно отличается от расчетного (78 см.) Это отличие может быть вызвано примесью фоновых событий, т. к. угловой коэффициент  $dx/dE$  определяется в основном точками с большими  $|\Delta E|$ , в которых отношение эффект-фон невелико.

Пользуясь известным значением  $\psi$ -функции для каждого события можно внести поправку на энергию, равную  $\Delta E = E\Delta x/\psi$ . Однако, чтобы такая поправка была оправдана, необходимо получить координатное разрешение по вершине  $\sigma_x \lesssim \psi\sigma_E/E \simeq 0.3$  мм, которое пока недостижимо.

## 4 Заключение

Основным результатом работы стала разработка и отладка на реальных экспериментальных данных математических процедур реконструкции космических и пучковых событий. Получена информация о координатном разрешении ВД, которое составляет около 230 мкм. Исследована причина возникновения шумов, приводящих к снижению эффективности реконструкции треков. На событиях упругого  $e^+e^-$ -рассеяния достигнута эффективность реконструкции трека около 90%. Измерена кривая воз-

буждения  $J/\psi$ -мезона с помощью реконструкции событий многоадронного рождения. оказана принципиальная возможность уточнения энергии взаимодействия электронов с помощью определения координат вершины события.

## Список литературы

- [1] В. П. Нагаслаев. Кандидатская диссертация (ИЯФ, 1997).
- [2] Б. О. Байбусинов и др. Препринт ИЯФ 97-68.

# Измерение сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ на детекторе КМД-2

Сибиданов А.Л.<sup>6</sup>

## Аннотация

В данной работе представлено измерение сечения  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ , выполненное на детекторе КМД-2 в диапазоне энергий в системе центра масс от 370 МэВ до 520 МэВ с использованием информации об импульсах частиц из дрейфовой камеры для их разделения.

## 1 Введение

Прецизионные измерения сечения рождения пары заряженных пионов в электрон-позитронной аннигиляции важны для решения ряда физических задач. Подробные экспериментальные данные позволяют измерить формфактор заряженного пиона, параметры  $\rho(770)$ -мезона и его радиальных возбуждений, определить величину электромагнитного радиуса пиона. Сечение рождения пионов необходимо для определения отношения:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow hadrons)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)},$$

которое используется при вычислении вклада адронной поляризации вакуума в аномальный магнитный момент мюона ( $g-2$ ) и величину постоянной тонкой структуры на массе  $Z$ -бозона  $-\alpha(m_Z^2)$ . Основной вклад в неопределенность величины  $R$  вносит ошибка измерения сечения адронов в диапазоне энергий накопителя ВЭПП-2М [1].

Статистика событий  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ , накопленная на детекторе КМД-2 во всем диапазоне энергий ВЭПП-2М, составляет примерно  $2,1 \times 10^6$  событий. Свойства детектора позволяют в несколько раз уменьшить систематическую ошибку измерений по сравнению с предыдущими экспериментами. Эффективность триггера для коллинеарных событий близка к 100%. Координатная система и электромагнитный калориметр обеспечивают хорошее разделение событий.  $Z$ -камера обеспечивает измерение границ чувствительного объема.

<sup>6</sup>Студент 1-го курса магистратуры НГУ, научный руководитель к.ф.-м.н., с.н.с. ИЯФ им. Будкера Хазин Б.И.

В данной работе представлено измерение сечения  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ , выполненное на детекторе КМД-2 в диапазоне энергий в системе центра масс от 370 МэВ до 520 МэВ с использованием информации об импульсах частиц из дрейфовой камеры для их разделения.

## 2 Детектор КМД-2

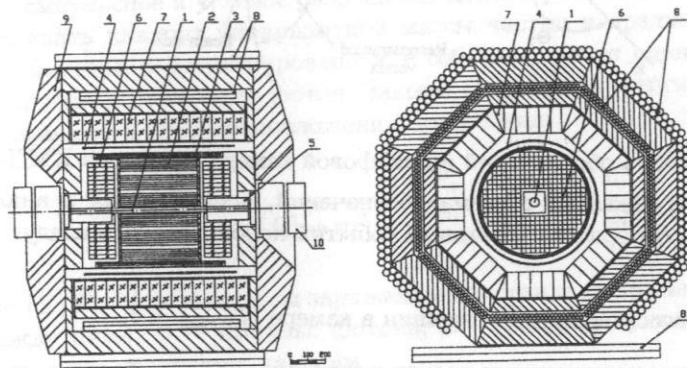


Рис. 1: Детектор КМД-2: 1 — вакуумная труба, 2 — дрейфовая камера, 3 —  $Z$ -камера, 4 — сверхпроводящий соленоид, 5 — компенсирующий соленоид, 6 — торцевой калориметр ВГО, 7 — цилиндрический калориметр CsI, 8 — мюонная система, 9 — железное ярмо, 10 — квадрупольные линзы.

Схема Криогенного Магнитного Детектора КМД-2 [2] представлена на Рис. 1. Координатная система детектора состоит из цилиндрической дрейфовой камеры с измерением координаты вдоль проволочек ( $Z$ -координаты) методом деления заряда и двухслойной пропорциональной проволочной камеры ( $Z$ -камера) со съемом сигнала как с анодных проволочек, так и с катодных полосок, что обеспечивает точность измерения  $Z$ -координаты  $\sim 0,5$  мм. Обе камеры помещены в сверхпроводящий соленоид с однородным магнитным полем напряженностью до 1,5 Т, направленным вдоль оси пучков. Электромагнитные калориметры детектора состоят из двух частей — цилиндрической, на основе кристаллов йодистого цезия активированного таллием и натрием CsI(Tl) и CsI(Na), и торцевой, на кристаллах германата висмута ВГО.

### 3 Отбор событий

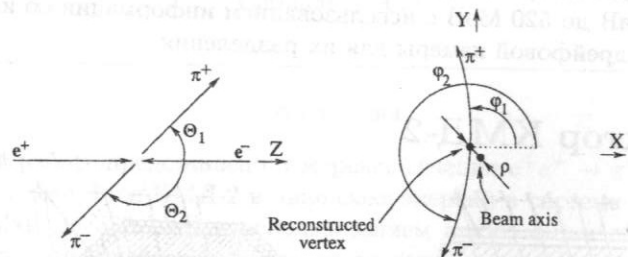


Рис. 2: Система обозначений в дрейфовой камере детектора КМД-2.

На Рис. 2 показана система обозначений, используемая в анализе данных. Для отбора коллинеарных событий использовались следующие условия:

- Число восстановленных вершин в камере  $N_{vertex} = 1$
- Число восстановленных треков в вершине  $N_{track} = 2$
- Сумма зарядов в вершине  $Q_1 + Q_2 = 0$
- Число точек на треке  $N_{hit} > 7$
- Импульс поперечный оси пучков  $P_{tr} > 90$  МэВ
- Расстояние от вершины до оси пучков  $\rho_{vertex} < 0,3$  см
- $z$ -координата вершины  $|z_{vertex}| < 7$  см
- Угол расколлинеарности в плоскости, поперечной оси пучков  $|\pi - |\phi_1 - \phi_2|| < 0,15$
- Угол расколлинеарности в плоскости, содержащей ось пучков  $|\pi - \theta_1 - \theta_2| < 0,25$
- Средний полярный угол вылета треков  $1,1 < (\pi + \theta_1 - \theta_2)/2 < \pi - 1,1$

### 4 Разделение событий по квадрату инвариантной массы

Из-за излучения частицами радиационных фотонов, появляются длинные хвосты в распределениях по импульсам конечных частиц в сторону малых величин импульсов, которые ведут к частичному перекрытию между событиями рождения пар  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  и  $\pi^+\pi^-$ . Используя хорошее импульсное и угловое разрешения детектора КМД-2, можно восстанавливать квадрат инвариантной массы частиц в предположении, что две частицы, зарегистрированные в событии, имеют одинаковую массу и излучился всего один фотон. Законы сохранения энергии и импульса, записанные в этом предположении, имеют вид:

$$\begin{aligned} \vec{\omega} + \vec{P}_+ + \vec{P}_- &= 0, \\ \omega + \sqrt{P_+^2 + m^2} + \sqrt{P_-^2 + m^2} &= 2E, \end{aligned}$$

где  $\vec{P}_+$ ,  $\vec{P}_-$ ,  $\psi$  — импульсы заряженных частиц и пространственный угол между ними,  $\vec{\omega}$  — импульс фотона,  $E$  — энергия пучка в накопителе. Решая эти уравнения, находим:

$$\begin{aligned} m^2 &= \frac{(2E - \omega)^4 + (P_+^2 - P_-^2)^2}{(2E - \omega)^2} - \frac{P_+^2 + P_-^2}{2}, \\ \omega &= \sqrt{P_+^2 + P_-^2 + 2P_+P_- \cos \psi}. \end{aligned}$$

Из-за конечного разрешения детектора, требование выполнения законов сохранения энергии и импульса приводит к тому, что любая неточность измерения параметров трека интерпретируется как "излучение" фотона, что, в свою очередь, приводит к сдвигу инвариантной массы частицы в сторону меньших значений.

Распределения событий по инвариантной массе частиц аппроксимировалось следующим выражением:

$$f_{tot}(x) = N_{ee}f_e(x) + N_{\mu\mu}f_\mu(x) + N_{\pi\pi}f_\pi(x) + N_{bg}f_{bg}(x),$$

где  $f_e(x)$  — распределение электронов,  $f_\mu(x) = f_e(\frac{x-x_\mu}{\sigma_\mu})/\sigma_\mu$  — распределение мюонов,  $f_\pi(x) = f_e(\frac{x-x_\pi}{\sigma_\pi})/\sigma_\pi$  — распределение пионов,  $f_{bg}(x)$  — распределение фоновых событий,  $N_{ee}$ ,  $N_{\mu\mu}$ ,  $N_{\pi\pi}$ ,  $N_{bg}$  — число электронов, мюонов, пионов и фоновых событий. Для определения формы электронного пика отбирались события с большим энерговыделением в

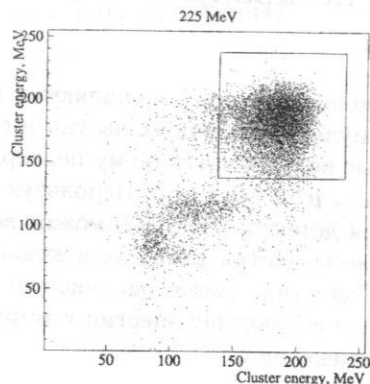


Рис. 3: Отбор событий электрон-позитронного рассеяния (отбираются события лежащие внутри выделенного квадрата).

калориметре, как показано на Рис. 3. Распределение по квадрату массы отобранных таким образом частиц, показано на Рис. 4. Оно аппроксимировалось выражением:

$$f_e(x) = N_{ee} \sum_{i=1}^4 \frac{n_i}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{(x-x_i)^2}{2\sigma_i^2}\right), \quad \sum_{i=1}^4 n_i = 1.$$

Для получения формы распределения фоновых событий отбирались коллинеарные события, лежащие вне места встречи пучков:  $7 < |z_{vertex}| < 15$  см,  $\rho_{vertex} > 0,3$  см и с малым энерговыделением в калориметре.

## 5 Вычисление формфактора заряженного пиона

Значение пионного формфактора определялось согласно выражения:

$$|F_\pi|^2 = \frac{N_{\pi\pi}}{N_{ee} + N_{\mu\mu}} \frac{\sigma_{ee}(1+\delta_e)\epsilon_e + \sigma_{\mu\mu}(1+\delta_\mu)\epsilon_\mu}{\sigma_{\pi\pi}(1+\delta_\pi)(1+\delta_{nucl})(1+\delta_{decay})\epsilon_\pi},$$

где  $F_\pi$  — электромагнитный формфактор пиона,  $N_{ee}$ ,  $N_{\mu\mu}$ ,  $N_{\pi\pi}$  — числа электронов, мюонов и пионов,  $\sigma_{ee}$ ,  $\sigma_{\mu\mu}$ ,  $\sigma_{\pi\pi}$  — сечения процессов

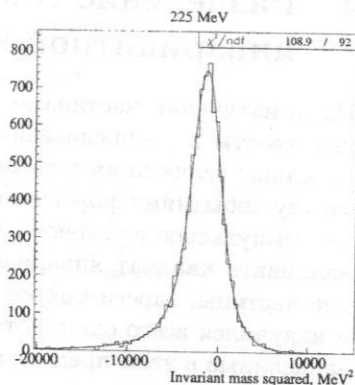


Рис. 4: Распределение событий электрон-позитронного рассеяния по квадрату инвариантной массы.

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ , рассчитанные в Борновском приближении,  $\delta_e$ ,  $\delta_\mu$ ,  $\delta_\pi$  — радиационные поправки к процессам с учетом критериев отбора,  $\delta_{nucl}$  — поправка, учитывающая ядерные взаимодействия пионов в веществе детектора,  $\delta_{decay}$  — поправка, учитывающая распады заряженных пионов на лету,  $\epsilon_e$ ,  $\epsilon_\mu$ ,  $\epsilon_\pi$  — эффективности регистрации соответствующих процессов. На данном этапе обработки предполагается, что  $\epsilon_e = \epsilon_\mu = \epsilon_\pi$ . Связанная с этим предположением систематическая ошибка будет приведена ниже.

## 6 Радиационные поправки

Вычисление радиационных поправок к сечению процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  проводилось в соответствии с работой [3]. Систематическая ошибка расчетов оценивается в  $\sim 2\%$ . Радиационные поправки к сечениям процессов  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  вычислялись в соответствии с работами [4] и [5] с систематической ошибкой  $\sim 0,5\%$ .

## 7 Поправка на ядерное взаимодействие пионов

В отличие от электронов и мюонов, пионы участвуют в ядерных взаимодействиях и часть из них может теряться в веществе вакуумной камеры ускорителя или дрейфовой камеры. Соответствующая поправка была вычислена в предположении, что событие теряется, если хотя бы один пион испытывает неупругое рассеяние на вакуумной трубе или в веществе дрейфовой камеры. Вычисления были проделаны двумя различными пакетами программ для моделирование ядерных взаимодействий — FLUKA [6] и GHEISHA [7], доступными в GEANT [8]. Результаты расчетов пакетом FLUKA были использованы в качестве поправок, т.к. было показано, что он лучше описывает экспериментальные данные о взаимодействии пионов с веществом в нашем диапазоне энергий [9]. Систематическая ошибка оценивалась как разность между значениями, полученными различными методами.

Таблица 1: Основные систематические ошибки.

Источник ошибок	Оценка
Метод разделения событий	1,5%
Точность определения телесного угла	0,5%
Эффективность реконструкции	0,3%
Ядерное взаимодействие пионов	0,4%
Распады пионов на лету	0,1%
Радиационные поправки	2,1%
Сумма	2,7%

Таблица 2: Экспериментальные данные с детектора КМД-2 (часть 1).

$E$ , МэВ	$\delta_e$ %	$\delta_\mu$ %	$\delta_\pi$ %	$\delta_{nucl}$ %	$\delta_{decay}$ %
185	-6.5	-3.2	-6.9	-0.7	-3.1
195	-6.2	-3.1	-6.5	-0.8	-2.1
205	-6.3	-3.0	-6.4	-0.9	-1.5
215	-6.1	-3.1	-6.3	-1.0	-1.1
225	-6.1	-3.0	-6.3	-1.1	-0.9
235	-6.1	-3.0	-6.3	-1.1	-0.7
240	-6.1	-3.1	-6.3	-1.2	-0.6
250	-5.8	-3.1	-6.4	-1.2	-0.5
255	-5.7	-3.2	-6.5	-1.2	-0.5
260	-5.7	-3.2	-6.6	-1.2	-0.4

## 8 Поправка из-за распадов пионов на лету

Часть пионов распадается в объеме дрейфовой камеры, в основном на мюон и нейтрино. События, с распадом пиона могут не пройти процедуру отбора коллинеарных событий, если угол между начальным направлением пиона и направлением вторичного мюона достаточно велик. Величина поправки находилась с помощью моделирования.

Таблица 3: Экспериментальные данные с детектора КМД-2 (часть 2).

$E$ , МэВ	$N_{ee}$	$N_{\mu\mu}$	$N_{\pi\pi}$	$\frac{N_{\pi\pi}}{N_{ee}+N_{\mu\mu}} \times 10^2$	$ F_\pi ^2$
185	19201	1887	378	1.79±0.10	1.86±0.16
195	13288	1251	287	1.98±0.14	1.69±0.16
205	8992	848	263	2.67±0.19	1.97±0.20
215	15034	1492	606	3.67±0.17	2.40±0.18
225	9292	911	431	4.22±0.24	2.52±0.22
235	9958	1038	528	4.80±0.25	2.65±0.22
240	5696	534	315	5.05±0.35	2.69±0.27
250	4422	492	292	5.96±0.47	3.01±0.32
255	4283	433	345	7.31±0.52	3.60±0.36
260	5734	636	422	6.63±0.51	3.18±0.34

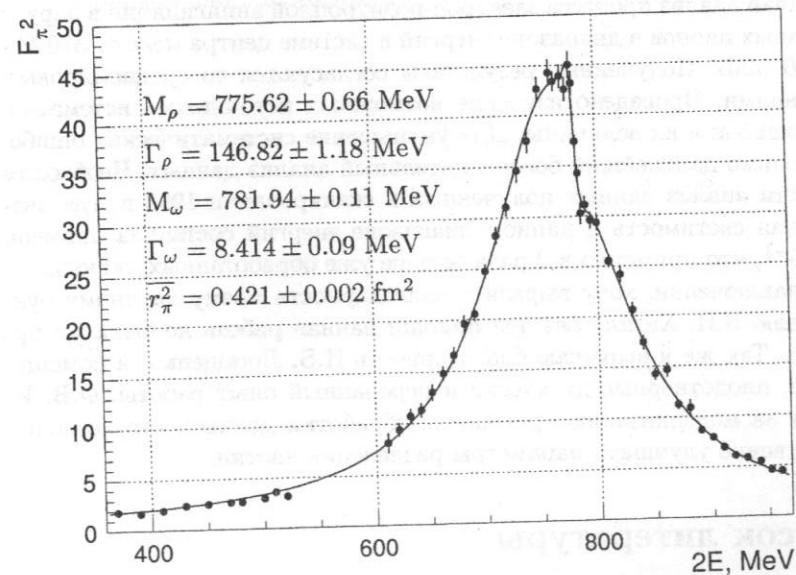


Рис. 5: Аппроксимация данных в модели Гунариса-Сакураи.

## 9 Результат

В Таблице 1 перечислены основные источники систематических ошибок и приведена оценка их величины. В Таблицах 2, 3 приведены значения величины формфактора и поправки к нему. Найденные в этой работе значения формфактора пиона использовались совместно с данными из работы [10], где разделение частиц осуществлялось по энерговыделению в калориметре, для описания формфактора пиона в модели Гунариса-Сакураи [11]. На Рис. 5 представлен результат аппроксимации экспериментальных данных. Полученные параметры  $\rho$  и  $\omega$  резонансов согласуются со среднемировыми значениями. Величина среднеквадратичного радиуса заряженного пиона оказалась равной  $\overline{r_\pi^2} = 0,421 \pm 0,002$  фм<sup>2</sup>, что согласуется с предыдущими экспериментами в пределах одного стандартного отклонения, причем статистическая точность данного результата примерно в полтора раза лучше.

## 10 Заключение

Проделан анализ процесса электрон-позитронной аннигиляции в пару заряженных пионов в диапазоне энергий в системе центра масс от 370 МэВ до 520 МэВ. Полученные результаты согласуются со среднемировыми значениями. Проведено изучение возможных источников систематических ошибок и их величины. Для уменьшения систематических ошибок, необходимо дальнейший более тщательный анализ данных. Необходимо провести анализ данных полученных в сканировании 1998 г., где интегральная светимость в данном диапазоне энергий составила примерно  $200 \text{ нб}^{-1}$ , что примерно в 2 раза больше уже обработанных данных.

В заключении, хочу выразить благодарность моему научному руководителю Б.И. Хазину без чей помощи данная работа не была бы проделана. Так же я выражаю благодарность И.Б. Логашенко за помощь в работе, плодотворные дискуссии и переданный опыт работы, Ф.В. Игнатову за модернизацию программы обработки данных, что позволило существенно улучшить параметры разделения частиц.

## Список литературы

- [1] В.В.Анашин и др., Препринт ИЯФ 84-114, Новосибирск (1984).
- [2] Г.А.Аксенов и др., Препринт ИЯФ 85-118, Новосибирск (1985).

- [3] F.A.Berends and R.Kleiss, Nucl. Phys. B228 (1983) 537.
- [4] E.A.Kuraev, V.S.Fadin, Sov. J. Nucl. Phys. 41 (1985) 466.
- [5] A.B.Arbusov, E.A.Kuraev et al., Preprint JHEP 10 (1997).
- [6] P.A.Aarnio et al., Fluka user's guide. Technical Report TIS-RP-190, CERN, 1987, 1990.
- [7] H.C.Fesefeldt, Simulation of hadronic showers, physics and applications. Technical report PITHA 85-02, III Physikalisches Institut, RWTH Aachen Physikzentrum, 5100 Aachen, Germany, September 1985.
- [8] GEANT — Detector Description and Simulation Tool, CERN, 1994.
- [9] П.Кроковный, Дипломная работа на соискание степени бакалавра, НГУ, 1998.
- [10] R.R. Akhmetshin et al., Preprint INP-99-10, hep-ex/9904027.
- [11] G.J.Gounaris and J.J.Sakurai, Phys.Rev.Lett. 21 (1968) 244.



# Исследование процессов $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-, 2\pi^+2\pi^-\pi^0$ на ВЭПП-2М с детектором СНД

Шарый В.В.<sup>7</sup>, ... (группа СНД)

## Аннотация

В данной работе приведены результаты по измерению сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-, 2\pi^+2\pi^-\pi^0$ , выполненному на коллайдере ВЭПП-2М с детектором СНД в диапазоне энергии 1 – 1.4 ГэВ.

## 1 Введение

Интерес к исследованию процессов рождения  $4\pi, 5\pi$  в  $e^+e^-$ -аннигиляции обусловлен следующими причинами. Во-первых, в диапазоне энергии 1-2 ГэВ сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow 4\pi$  является доминирующим и определяет адронный вклад в аномальный магнитный момент мюона и правило сумм КХД. Во-вторых, процессы  $e^+e^- \rightarrow 4\pi, 5\pi$  являются важнейшим источником информации при изучении возбужденных состояний  $\rho$ -мезона,  $\rho(1450), \rho(1700)$  [1] и механизмов их распадов. Определение параметров этих состояний, а также их интерференция с  $\rho$ -мезоном, изучались в работах [2, 3]. Возможное смешивание этих состояний с экзотическими, например 4-х кварковыми, обсуждалось в работах [4, 5]. В работе [6] приведены результаты эксперимента, указывающие на существование состояния  $\rho_x(1250)$ , которое возможно не является кварк-антикварковым состоянием [7]. Исследование этих процессов позволит ответить на вопрос, происходит ли распад возбужденных состояний только через канал  $a_1\pi$ , как утверждается в [8], или есть вклад от других состояний, например, от промежуточного состояния  $\rho\sigma$  [9]. Предыдущие эксперименты были проведены на коллайдерах ВЭПП-2М [10, 11, 12, 13], DCI [14], ADONE [15]. Была достигнута стат. точность  $\sim 5\%$ , при систематической ошибке  $\sim 15\%$ , в то время как, отличие между различными экспериментами достигает 20%. Детекторы нового поколения КМД-2 [16] и СНД [17] имеют большой телесный угол, высокую эффективность регистрации данных процессов и хорошее энергетическое и угловое разрешение, что позволяет

<sup>7</sup> Аспирант Новосибирского государственного университета 2-го курса, научные руководители д.ф.-м.н. Середняков С.И., к.ф.-м.н. Дубровин М.С.

изучать распределение по инвариантным массам  $\pi$ -мезонов. Эксперименты с этими детекторами на коллайдере ВЭПП-2М позволяют изучать эти процессы с меньшей систематической и статистической ошибкой и прояснить ситуацию с много-адронным рождением в области энергии до 1.4 ГэВ.

## 2 Эксперимент

Анализ процессов  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-, 2\pi^+2\pi^-\pi^0$  был проведен на основе статистики, набранной в январе – июне 1997 года на ускорителе ВЭПП-2М с детектором СНД в диапазоне энергии 980 – 1380 МэВ. Интегральная светимость составила  $6.3 \text{ пб}^{-1}$ .

## 3 Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

Особенность анализа процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  (1) с детектором СНД состоит в том, что в отсутствии магнитного поля заряд и энергия пионов не измеряются, поэтому для восстановления энергии  $\pi$ -мезонов используется программа кинематической реконструкции, в которой число уравнений связи (законов сохранения энергии, импульса) равно четырём и равно числу неизвестных параметров.

Для отбора событий процесса (1) были использованы следующие условия отбора:

1. число заряженных частиц  $\geq 4$ ; число нейтральных частиц  $\geq 0$ ;
2. энерговыделение в калориметре, нормированное на энергию пучков меньше 0.8;
3.  $\chi^2$  кинематической реконструкции  $< 0.5$ .

Сечение регистрации процесса (1) в приведенных условиях отбора событий показано на рис. 1. Эффективность регистрации процесса (1) показана на рис. 2. Сечение процесса (1) в сравнении с данными, полученными в других экспериментах приведено на рис. 3.

При оценке систематической погрешности были учтены следующие факторы:

1. ошибка, возникающая при реконструкции заряженных частиц;

- ошибка, возникающая при применении условий отбора, в том числе, ошибка от вычисленного триггера;
- погрешность в вычислении светимости.

Наибольший вклад в систематическую ошибку дают неточности в ядерном моделировании процессов взаимодействия  $\pi$ -мезонов и вещества калориметра, а также зависимость эффективности от выбранной модели промежуточного состояния. В результате, оценка систематической ошибки в измерении сечения составила 10%.

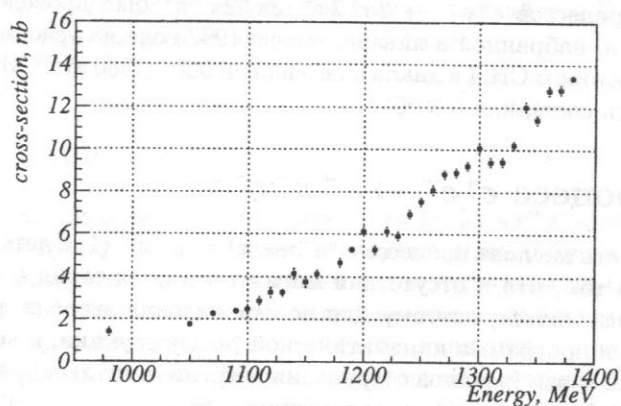


Рис. 1: Сечение регистрации процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ .

#### 4 Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$

При восстановлении событий процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$  (2) проводилась кинематическая реконструкция в 2-х гипотезах:  $4\pi + 2\gamma$ ,  $4\pi + \pi^0$ .  $\chi^2$  кинематической реконструкции в гипотезе  $4\pi + 2\gamma$  использовался для подавления фона, а также, для восстановления инвариантной массы 2-х  $\gamma$ -квантов. Восстановление инвариантной массы  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -мезонов проводилось в гипотезе  $4\pi + \pi^0$ . Условия отбора для событий исследуемого процесса (2) приведены ниже.

- число заряженных частиц — 4; число нейтральных частиц  $\geq 2$ ;
- энерговыведение в калориметре, нормированное на энергию пучков  $\leq 0.8$ ;

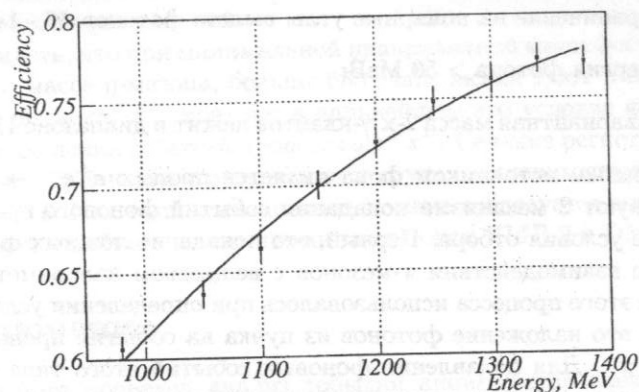


Рис. 2: Зависимость эффективности регистрации процесса  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$  по моделированию  $e^+e^- \rightarrow a_1\pi \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$ .

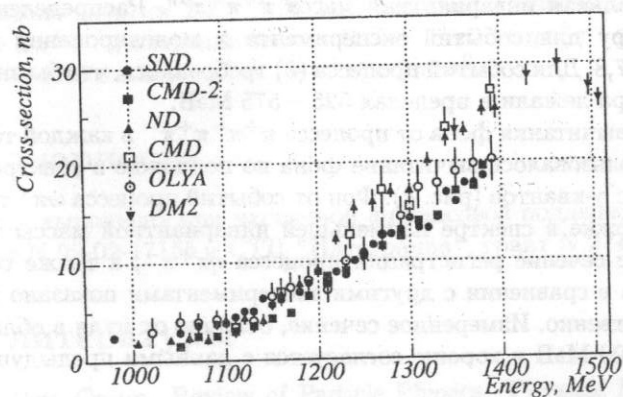


Рис. 3: Зависимость сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  от энергии в различных экспериментах.

3.  $\chi^2$  кинематической реконструкции в предположении  $4\pi + 2\gamma < 0.5$ ;
4. ограничение на полярные углы вылета фотонов 36 - 144 градуса;
5. энергия фотона  $> 50$  МэВ;
6. инвариантная масса 2-х  $\gamma$ -квантов лежит в диапазоне 115 - 155 МэВ.

Основным источником фона является процесс  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ . Существуют 2 механизма попадания событий фонового процесса в выбранные условия отбора. Первый, это появление ложных фотонов в результате взаимодействия  $\pi$ -мезонов с веществом калориметра, моделирование этого процесса использовалось при определении условий отбора. Второй, это наложение фотонов из пучка на события процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ . Для подавления фоновых событий этого типа использовались условия 4,5. Экспериментальное распределение по инвариантным массам 2-х  $\gamma$ -квантов показано на рис. 4. Видно, что в приведенные условия отбора попадают, в основном, события с  $\pi^0$ -мезоном, но также есть примесь фоновых событий, образующих подложку.

#### 4.1 Процесс $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$

Для выделения процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$  (3) использовался параметр "минимальная инвариантная масса  $\pi^+\pi^-\pi^0$ ". Распределения по этому параметру для событий эксперимента и моделирования показаны на рис. 5,6,7,8. Для событий процесса (3) требовалось, что бы значения этого параметра лежали в пределах 525 - 575 МэВ.

Для вычитания фона от процесса  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  в каждой точке по энергии использовалось вычитание фона по подложке в спектре инвариантных масс  $\gamma$ -квантов (рис. 4). Фон от событий процесса  $\omega\pi^+\pi^-$  вычитался по подложке в спектре наименьшей инвариантной массы  $\pi^+\pi^-\pi^0$ . Полученное сечение регистрации процесса  $\eta\pi^+\pi^-$ , а также сечение этого процесса в сравнении с другими экспериментами показано на рис. 9, 10 соответственно. Измеренное сечение, отлично от нуля в области энергии выше 1300 МэВ и хорошо согласуется с данными предыдущих экспериментов.

#### 4.2 Процесс $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$

Для выделения процесса  $\omega\pi^+\pi^-$  строились 2-х мерные гистограммы для параметров "инвариантная масса  $\pi\pi\pi^0$ , ближайшая к массе  $\omega$  мезона",

"инвариантная масса  $\pi^\pm\pi^\pm\pi^0$ , ближайшая к массе  $\eta$  мезона". Полученные гистограммы для экспериментальных событий и событий моделирования показаны на рис. 11 - 14.

Можно видеть, что при минимальной инвариантной массе 3-х  $\pi$ -мезонов, ближайшей к массе  $\eta$ -мезона, больше 650 МэВ, вклад дают в основном события процесса  $\omega\pi^+\pi^-$ , поэтому в дальнейшем это условие использовалось для выделения событий процесса  $\omega\pi^+\pi^-$ . Сечение регистрации, а также сечение в сравнении с результатами других экспериментов показано на рис. 15, 16. Как видно, измеренное сечение согласуется в пределах статистической ошибки с измерениями детекторов КМД-2 и DM2.

## 5 Заключение

В данной работе проведен анализ событий аннигиляции электрон-позитронной пары в  $2\pi^+2\pi^-$ ,  $2\pi^+2\pi^-\pi^0$ , зарегистрированных детектором СНД на накопителе ВЭПП-2М. Основные результаты исследования состоят в следующем:

- в диапазоне энергии 1.0 - 1.38 ГэВ измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  со статистической точностью 10% - 2% и систематической погрешностью 10%;
- в диапазоне энергии 1.2 - 1.38 ГэВ измерены сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  с погрешностью  $\sim 25\%$  и  $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$  с погрешностью  $\sim 40\%$  в канале  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ .

## 6 Благодарности

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке фонда РФФИ, грант N 99-02-17155 и СТП "Интеграция", грант N 274.

## Список литературы

- [1] Particle Data Group. Review of Particle Physics. Physical Review D, v.54 (1996).
- [2] A.B.Clegg, A.Donnachie Z.Phys., C 62 (1994) p.455.
- [3] N.N. Achasov and A.A.Kozhevnikov Phys.Rev., D55 (1997) p.2663.

- [4] *A.Donnachie and Yu.S.Kalashnikova* Z.Phys. C 59 (1993) p.621.
- [5] *A.Donnachie, Yu.S.Kalashnikova and Clegg* Z.Phys. C 60 (1993) p.187.
- [6] *D.Aston et al.* Nucl.Phys. B, Proc. Supplement 21 105 (1991).
- [7] *A.Donnachie, A.B.Clegg* Phys.Lett. B 269 (1991) p.450.
- [8] *R.R.Akhmetshin et al.* Budker INP 98-83 (1998).
- [9] *D.M.Asner et al.* hep-ex/9902022.
- [10] *S.I.Dolinsky et al.* Phys. Rep. 202 (1991) 99.
- [11] *L.M.Barkov et al.* Sov.J.Nucl.Phys. 47, 248 (1998).
- [12] *L.M.Kurdardze et al.* JETP Lett. 47 (1988) p.512.
- [13] *L.M.Kurdardze et al.* JETP Lett. 43 (1986) p.643.
- [14] *D.Bisello et al.* preprint LAL 90-35 (1990).
- [15] *C.Bacci et al.* Nucl.Phys. B184 (1981) p.31.
- [16] *R.R.Akhmetshin et al.* Budker INP 99-11 (1999).
- [17] *В.М.Аульченко и др.* препринт ИЯФ 99-16 (1999).

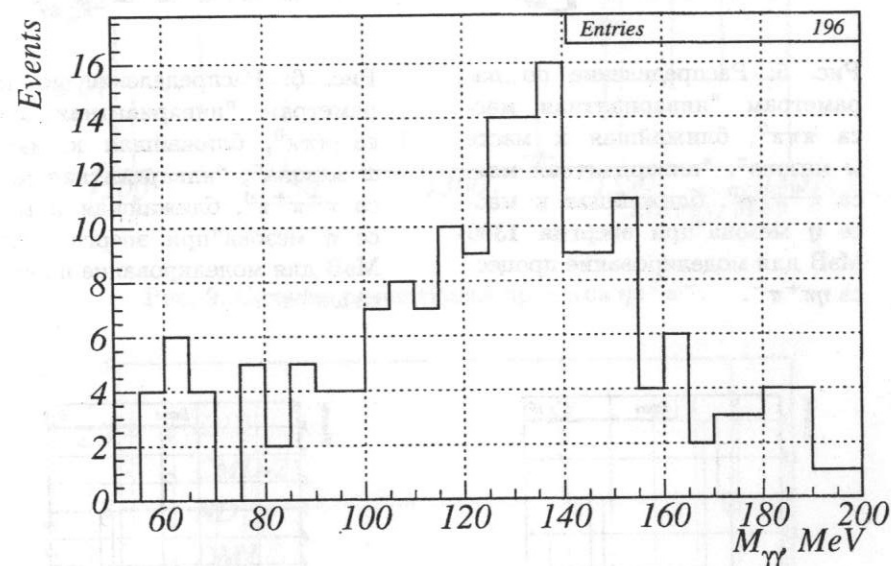


Рис. 4: Экспериментальное распределение по инвариантной массе  $\gamma$ -квантов, энергия 1380 МэВ.

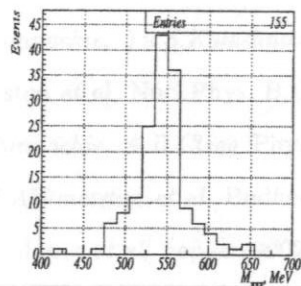


Рис. 5: Распределение по параметрам "инвариантная масса  $\pi\pi^0$ , ближайшая к массе  $\omega$  мезона", "инвариантная масса  $\pi^\pm\pi^\pm\pi^0$ , ближайшая к массе  $\eta$  мезона" при энергии 1380 МэВ для моделирование процесса  $\eta\pi^+\pi^-$ .

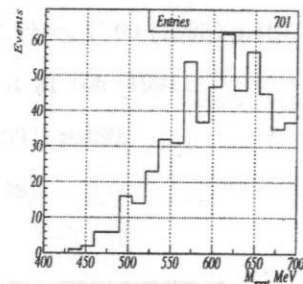


Рис. 6: Распределение по параметрам "инвариантная масса  $\pi\pi^0$ , ближайшая к массе  $\omega$  мезона", "инвариантная масса  $\pi^\pm\pi^\pm\pi^0$ , ближайшая к массе  $\eta$  мезона" при энергии 1380 МэВ для моделирование процесса  $\omega\pi^+\pi^-$ .

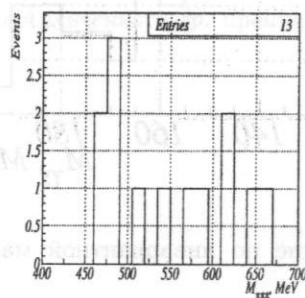


Рис. 7: Распределение по параметрам "инвариантная масса  $\pi\pi^0$ , ближайшая к массе  $\omega$  мезона", "инвариантная масса  $\pi^\pm\pi^\pm\pi^0$ , ближайшая к массе  $\eta$  мезона" при энергии 1380 МэВ для моделирование процесса  $a_1\pi$ .

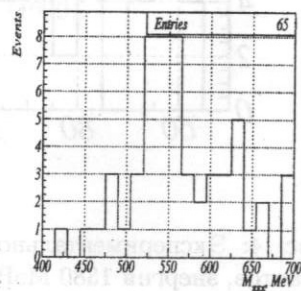


Рис. 8: Распределение по параметрам "инвариантная масса  $\pi\pi^0$ , ближайшая к массе  $\omega$  мезона", "инвариантная масса  $\pi^\pm\pi^\pm\pi^0$ , ближайшая к массе  $\eta$  мезона" при энергии 1380 МэВ. Экспериментальные данные.

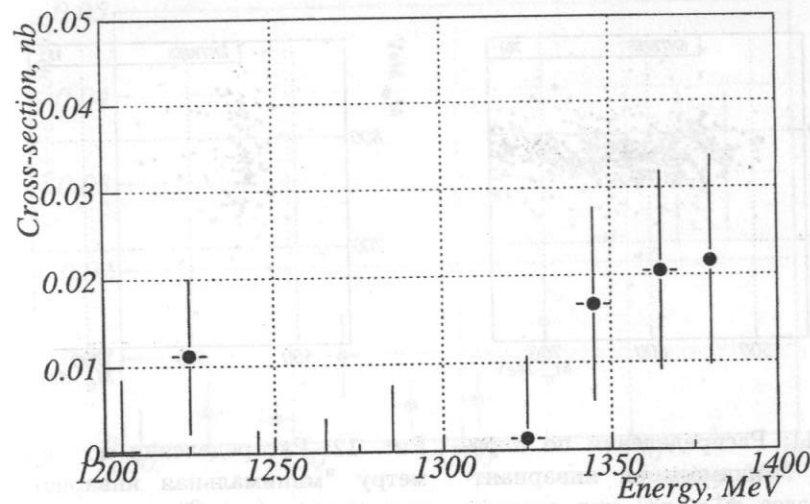


Рис. 9: Сечение регистрации процесса  $\eta\pi^+\pi^-$ .

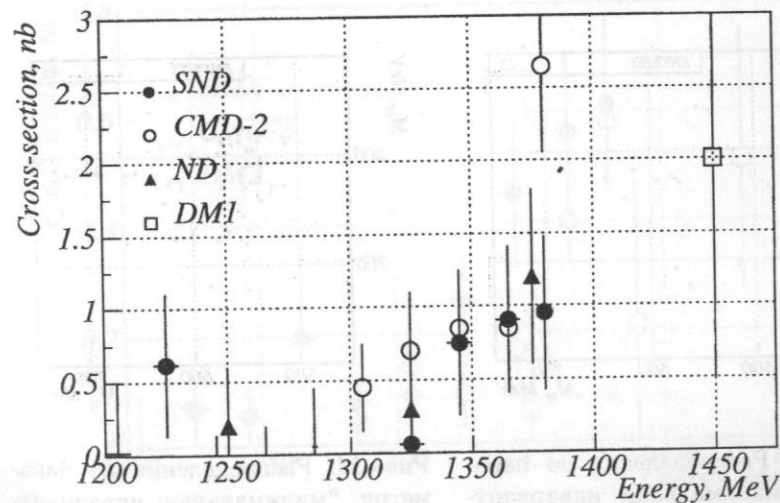


Рис. 10: Зависимость сечения процесса  $\eta\pi^+\pi^-$  от энергии в различных экспериментах.

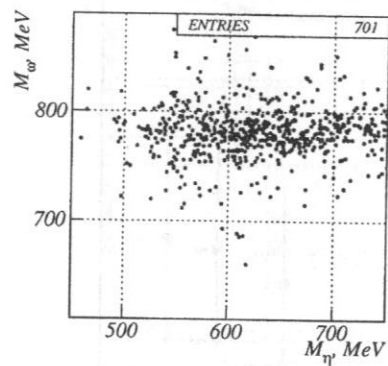


Рис. 11: Распределения по параметру "минимальная инвариантная масса  $\pi^+\pi^-\pi^0$ " при энергии 1380 МэВ для моделирование процесса  $\eta\pi^+\pi^-$ .

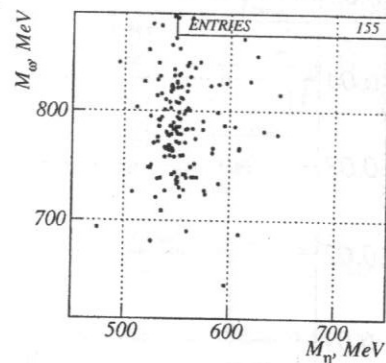


Рис. 12: Распределения по параметру "минимальная инвариантная масса  $\pi^+\pi^-\pi^0$ " при энергии 1380 МэВ для моделирование процесса  $\omega\pi^+\pi^-$ .

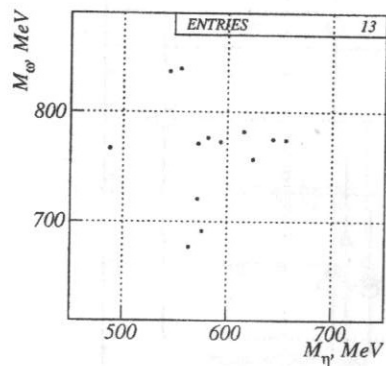


Рис. 13: Распределения по параметру "минимальная инвариантная масса  $\pi^+\pi^-\pi^0$ " при энергии 1380 МэВ для моделирование процесса  $a_1\pi$ .

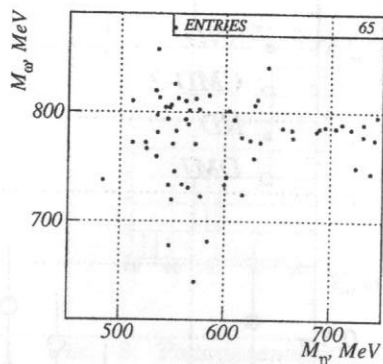


Рис. 14: Распределения по параметру "минимальная инвариантная масса  $\pi^+\pi^-\pi^0$ " при энергии 1380 МэВ. Экспериментальные данные.

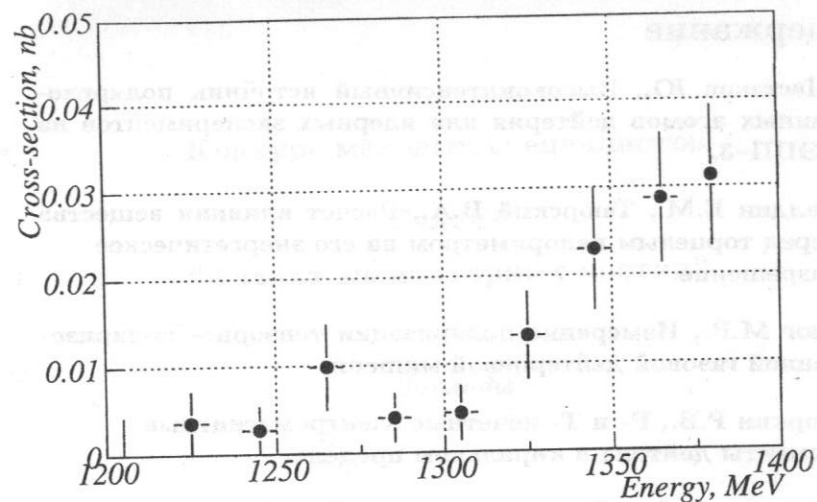


Рис. 15: Сечение регистрации процесса  $\omega\pi^+\pi^-$ .

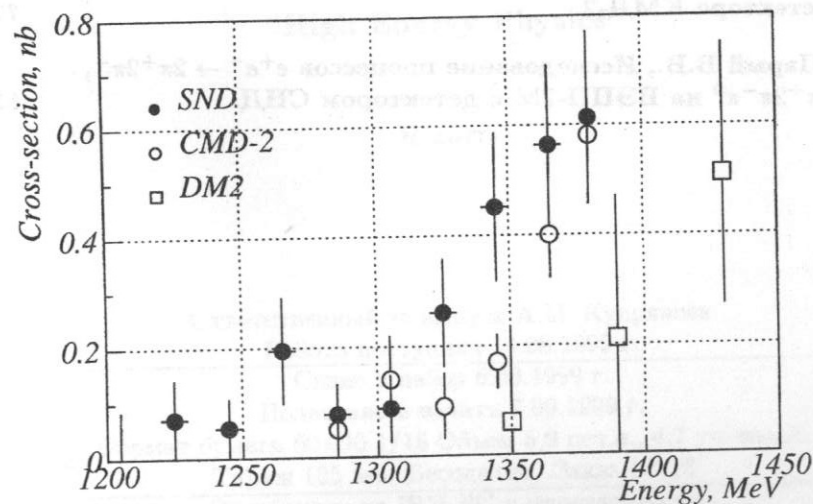


Рис. 16: Зависимость сечения процесса  $\omega\pi^+\pi^-$  от энергии в различных экспериментах.

## Содержание

- 1 Шестаков Ю., Высокоинтенсивный источник поляризованных атомов дейтерия для ядерных экспериментов на ВЭПП-3. 5
- 2 Балдин Е.М., Таюрский В.А., Расчет влияния вещества перед торцевым калориметром на его энергетическое разрешение. 19
- 3 Дюг М.В., Измерение поляризации тензорно- поляризованной газовой дейтериевой мишени. 44
- 4 Коркин Р.В., Р- и Т- нечетные электромагнитные моменты дейтона в киральном пределе. 52
- 5 Полуэктов А., Реконструкция событий в вершинной камере детектора КЕДР. 55
- 6 Сибиданов А.Л., Измерение сечения  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  на детекторе КМД-2. 72
- 7 Шарый В.В., Исследование процессов  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$ ,  $2\pi^+2\pi^-\pi^0$  на ВЭПП-2М с детектором СНД. 82

## Конкурс молодых специалистов

Секция

“Физика элементарных частиц”

*Доклады*

Young Scientist Conference

“High Energy Physics”

*Reports*

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 19.08.1999 г.

Сдано в набор 6.09.1999 г.

Подписано в печать 7.09.1999 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 5,9 печ.л., 4,7 уч.-изд.л.

Тираж 105 экз. Бесплатно. Заказ № 73

Обработано на IBM PC и отпечатано на  
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.