

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г. И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

БОТОВ АЛЕКСАНДР АНАТОЛЬЕВИЧ

**ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ ОТ 1.34 ДО 2.00 ГЭВ**

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Средняков Сергей Иванович

Новосибирск — 2019

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Экспериментальная установка	9
1.1 Ускорительный комплекс ВЭПП-2000	9
1.2 Детектор СНД	11
1.2.1 Калориметр	14
1.2.2 Трековая система	17
1.3 Эксперименты с детектором СНД	20
Глава 2. Первичный триггер детектора СНД	21
2.1 Стандарт КЛЮКВА	22
2.2 Система первичного триггера	23
2.3 Калориметр	27
2.3.1 Логика калориметра	29
2.4 Трековая система	30
2.4.1 Логика слоёв	32
2.5 Настройка конфигурации	33
2.6 Моделирование работы	36
2.6.1 Калориметр	37
2.6.2 Трековая система	38
2.6.3 Мюонная система	39
2.6.4 Маски первичного триггера и вычисленный триггер	39
2.7 Пример конфигурации	40
Глава 3. Учёт фоновых событий	44
3.1 Наложение фоновых событий на моделирование	45
3.2 Результаты подмешивания к моделированию	47
Глава 4. Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$	53
4.1 Экспериментальные данные и моделирование	53
4.2 Определение интегральной светимости	58
4.3 Условия отбора событий	59

4.4	Определение числа событий с η -мезоном	63
4.5	Разделение промежуточных состояний	67
4.6	Эффективность регистрации	74
4.6.1	Поправки и систематические ошибки	76
4.7	Получение борновского сечения	78
4.7.1	Аппроксимация борновского сечения в модели векторной доминантности	79
4.8	Обсуждение результатов	82
Заключение		84
Литература		87

Введение

Сечение e^+e^- -аннигиляции в адроны играет важную роль в физике элементарных частиц. Это сечение необходимо для точного вычисления вклада адронной поляризации вакуума в аномальный магнитный момент мюона $a_\mu = (g - 2)_\mu$. Уже около двадцати лет наблюдается заметное ($\sim 3.5\sigma$) превышение измеренного значения a_μ над расчётным, которое определяется величиной полного адронного сечения в области энергии ~ 1 ГэВ [1]. Данные по сечениям e^+e^- -аннигиляции в адроны используются также для вычисления значений константы связи $\alpha_{\text{em}}(s)$ как функции энергии, где s — квадрат энергии в системе центра масс (с. ц. м.). Все имеющиеся данные показывают заметный рост константы α_{em} с энергией даже в области низких энергий. Парциальные сечения используются для проверки гипотезы CVC (Conserved Vector Current), связывающей изовекторное сечение $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ ($I = 1$) в определённом канале с распадным спектром в соответствующем распаде τ -лептона [2, 3]. И, наконец, новые измерения сечений e^+e^- -аннигиляции в адроны позволяют изучать возбуждённые векторные кварконии ρ' , ω' и ϕ' , параметры которых сегодня известны лишь фрагментарно [4, 5]. Все вышесказанное определяет важность и актуальность новых измерений сечений e^+e^- -аннигиляции в адроны.

Первый в мире эксперимент по измерению адронных сечений был проведён в 1966 году на коллайдере ВЭПП-2 в Новосибирске [6]. В этом пионерском эксперименте были определены параметры ρ -мезона в процессе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. За прошедшие более чем 50 лет были проведены тысячи экспериментов на десятках e^+e^- -коллайдеров. В настоящее время в мире работает пять e^+e^- -коллайдеров, одним из которых с 2010 года является коллайдер ВЭПП-2000 [7] в ИЯФ СО РАН. Его максимальная энергия в с. ц. м. составляет 2 ГэВ, что включает в себя большую часть физики лёгких кварков u , d , s в e^+e^- -столкновениях. В результате экспериментов на ВЭПП-2000 с детекторами СНД [8–15] и КМД-3 [16] была значительно улучшена точность измерения адронных сечений и обнаружены новые процессы e^+e^- -аннигиляции в адроны.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального изучения процесса

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta \quad (1)$$

с детектором СНД. Подобные процессы с участием η -мезона, такие как $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$, $K^+K^-\eta$, $\omega\pi^0\eta$, уже изучались экспериментально, в том числе на ВЭПП-2000. Их вклад в полное адронное сечение достигает 5%, и такого же порядка ожидается вклад от исследуемого в настоящей работе процесса (1). Внутренняя структура конечного состояния $3\pi\eta$ достаточно сложная (здесь и далее под $3\pi\eta$ понимается $\pi^+\pi^-\pi^0\eta$), это могут быть состояния $a_0\rho$ ($a_0 \rightarrow \eta\pi$, $\rho \rightarrow \pi\pi$), $\omega\eta$, $\phi\eta$ с распадами $\omega, \phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Кроме того, часть событий этого процесса может происходить от бесструктурного конечного состояния $\pi^+\pi^-\pi^0\eta$. Анализ процесса (1) с такой разнообразной внутренней структурой довольно сложен, поэтому в первых измерениях изучались наиболее простые каналы этого процесса с промежуточными состояниями $\omega\eta$ [17], $\phi\eta$ [18]:

$$e^+e^- \rightarrow \omega(783)\eta \rightarrow 3\pi\eta, \quad (2)$$

$$e^+e^- \rightarrow \phi(1020)\eta \rightarrow 3\pi\eta. \quad (3)$$

В настоящей работе измерено полное сечение процесса (1) и установлено наличие вкладов в него от двух других промежуточных состояний [19]:

$$e^+e^- \rightarrow a_0(980)\rho(770) \rightarrow 3\pi\eta, \quad (4)$$

$$e^+e^- \rightarrow nres \rightarrow 3\pi\eta. \quad (5)$$

В последнем процессе, обозначенном как *nres*, структура не выявлена.

Современный анализ данных по сечениям процессов обычно делается с привлечением моделей, описывающих сечение процесса от энергии. В нашей области энергии e^+e^- -пучков это расширенная модель векторной доминантности (Extended Vector Dominance model), включающая в себя не только низколежащие резонансы $\rho(770)$, $\omega(783)$, $\phi(1020)$, но и их радиальные и орбитальные возбуждения: $\rho(1450)$, $\rho(1700)$, $\omega(1420)$, $\omega(1650)$, $\phi(1680)$, $\phi(2170)$ [5]. Параметры этих векторных мезонов плохо определены, поэтому в таблицах частиц [20] зачастую ограничиваются лишь указаниями на то, что какие-то моды распада видны или доминируют. Новые возможности по изучению многочастичных

адронных событий в области энергии выше 1 ГэВ появились в начале 2000-х годов в связи с развитием так называемого метода ISR (Initial-State Radiation) на детекторе BABAR на коллайдере PEP-II (В-фабрика) при рабочей энергии 10.6 ГэВ, соответствующей энергии рождения В-мезонов [21]. В реакции $e^+e^- \rightarrow \gamma + hadrons$ фотон высокой энергии $E_\gamma > 1$ ГэВ излучается начальным электроном или позитроном, так что эффективная масса родившихся в отдаче адронов может быть любой — от порога рождения пары π -мезонов до почти 10 ГэВ. И хотя сечение процесса ISR подавлено в α_{em} раз по сравнению с прямым рождением адронов, тем не менее эффективная интегральная светимость экспериментов BABAR во всем интервале энергии составила сотни обратных пикобарн, что позволило провести измерения сечений различных каналов многоадронных процессов. Среди наиболее знаменательных результатов BABAR можно отметить обнаружение непредсказанных кварковой моделью частиц $X(2170)$ [22] и $Y(4260)$ [23] и наиболее точное измерение времениподобных электромагнитных формфакторов протона [24] и каона [25]. В дальнейшем по мере развития методики ISR на детекторе BABAR стали изучаться многоадронные процессы, в том числе с η -мезонами в конечном состоянии. К ним относятся следующие процессы:

- $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ с сечением 4 нб при 1600 МэВ [26],
- $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ с сечением 1 нб при 2200 МэВ [26],
- $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-K^+K^-$ с сечением 0.2 нб при $E > 2500$ МэВ [26],
- $e^+e^- \rightarrow \eta K^+K^-$ с сечением до 3 нб при 1700 МэВ [18],
- $e^+e^- \rightarrow \eta K^+K^-\pi^0$ [27],
- $e^+e^- \rightarrow \eta K_S K_L$ с сечением 0.1 нб при $E > 2000$ МэВ [28].

В этом списке до недавнего времени не было изучаемого в настоящей работе процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-\pi^0$, возможно, из-за трудностей анализа многочастичных процессов со сложной внутренней структурой.

Новая страница в изучении e^+e^- -аннигиляции в адроны началась с запуском в 2010 году в ИЯФ СО РАН нового коллайдера ВЭПП-2000 с максимальной энергией в с. ц. м. 2 ГэВ. Ввиду того, что на ВЭПП-2000 используется новая оптика так называемых «круглых пучков», а также новый позитронный источник, светимость ВЭПП-2000 оказывается более чем на порядок выше его пред-

шественника — коллайдера ВЭПП-2М. Эксперименты на ВЭПП-2000 проводятся начиная с 2010 года по настоящее время методом сканирования по энергии с шагом минимум $\simeq 1$ МэВ, что соответствует энергетическому разбросу пучков в коллайдере. Набор данных ведут два детектора КМД-3 и СНД. В настоящее время проанализированы десятки процессов e^+e^- -аннигиляции в адроны, в том числе процессы с рождением η : $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ [29], $e^+e^- \rightarrow \eta K^+K^-$ [30], $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0\eta$ [31] и несколько других процессов, включая изученный в данной работе процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$, измеренный в эксперименте КМД-3 [32].

Представленные в настоящей диссертации результаты по изучению процесса (1) получены в результате экспериментов на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 с детектором СНД в интервале энергии 1–2 ГэВ в системе центра масс. В анализе процесса $e^+e^- \rightarrow 3\pi\eta$ использована часть записанных данных с интегральной светимостью около 27 обратных пикобарн.

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Глава 1 посвящена описанию ускорительного комплекса ВЭПП-2000 и детектора СНД. Детектор был создан сравнительно давно — в 1995 г. — и имеет историю успешных экспериментов сначала на коллайдере ВЭПП-2М и далее — на ВЭПП-2000. Для экспериментов на ВЭПП-2000 детектор был модернизирован. Также было обновлено его программное обеспечение (ПО). В частности, ПО для загрузки и моделирования первичного триггера, описанное в главе 2. ПО для моделирования детектора учитывает фоновые события, происходящие из-за потери частиц из пучков коллайдера. Описанию учёта этих событий посвящена глава 3. Основную часть данной работы составляет анализ процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$, проведённый с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000, описанный в главе 4. В заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

1. Проведено измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ в области энергии в системе центра масс от 1.34 до 2.00 ГэВ с наилучшей в мире точностью.
2. Обнаружено, что процесс идёт через четыре основных промежуточных состояния: $\omega\eta$, $\phi\eta$, $a_0\rho$ и бесструктурный канал.

3. Проведено измерение сечений процессов $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$, $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ и суммарного процесса $e^+e^- \rightarrow a_0\rho + nres$, где $nres$ — бесструктурный канал.
4. Создано программное обеспечение для работы с электроникой первичного триггера детектора СНД и для моделирования первичного триггера.
5. Создано программное обеспечение для учёта в моделировании фоновых срабатываний детектора от частиц, выбывающих из пучков коллайдера.

Основные результаты по теме диссертации изложены в статьях [17, 33] и докладах на международных конференциях: PHIPSI15 [34], MESON2016 [19], ADMPP16 [35], QCD18 [36], PHIPSI19 [37].

Глава 1

Экспериментальная установка

Для анализа процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ использовались данные, набранные детектором СНД в 2011, 2012 гг. в экспериментах на ускорительном комплексе ВЭПП-2000 [7], расположенном в Институте ядерной физики СО РАН в Новосибирске. Комплекс предназначен для изучения процессов e^+e^- -аннигиляции в области энергии в системе центра масс от 320 МэВ до 2 ГэВ. Вместе с СНД на нём набирает данные универсальный магнитный детектор КМД-3 [16].

1.1 Ускорительный комплекс ВЭПП-2000

Схема ускорительного комплекса приведена на Рисунке 1.1. Он состоит из

- инжектора — импульсного линейного ускорителя (ИЛУ) с энергией 3 МэВ;
- электронного синхробетатрона (Б-3М) с энергией 250 МэВ;
- накопителя-охладителя (БЭП), рассчитанного на энергию пучка до 900 МэВ;
- коллайдера ВЭПП-2000 с максимальной энергией пучка 1000 МэВ.

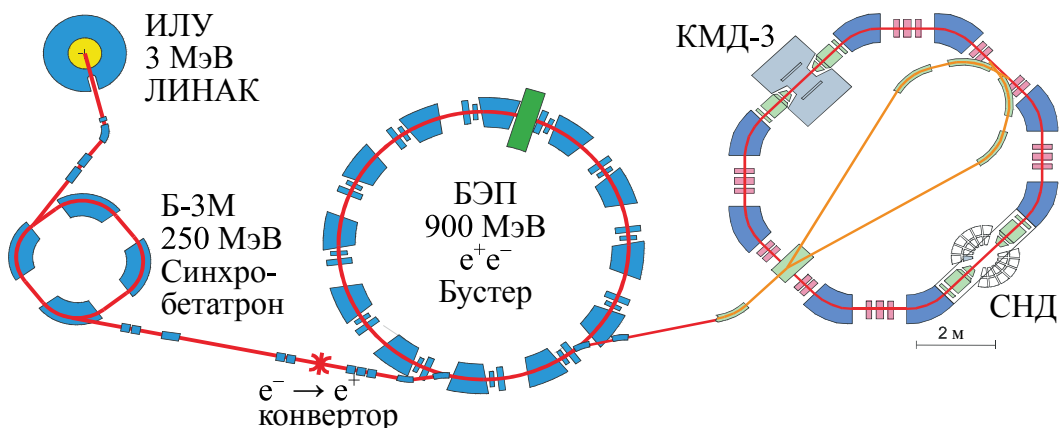


Рис. 1.1. Схема ускорительного комплекса ВЭПП-2000

Электронный пучок, ускоренный в ИЛУ, инжектируется в Б-3М. В режиме накопления позитронов пучок ускоряется в Б-3М до 250 МэВ и направляет-

ся на вольфрамовый конвертор, расположенный в канале между Б-ЗМ и БЭП. Образующиеся при конверсии позитроны со средней энергией 120 МэВ накапливаются в БЭП. При накоплении электронов пучок ускоряется до 120 МэВ и инжектируется в БЭП, минуя конвертор. Магнитное поле в БЭП при накоплении электронов и позитронов имеет разный знак. В кольце БЭП может накапливаться пучок с током до 200 мА, который может быть ускорен до 900 МэВ. Накопленный пучок инжектируется в коллайдер ВЭПП-2000 при энергии проведения эксперимента. При энергии больше 900 МэВ доускорение пучков осуществляется непосредственно в коллайдере.

Магнитная структура коллайдера ВЭПП-2000 обладает зеркальной симметрией. Она состоит из двух симметричных полуколец, каждое из которых включает в себя четыре поворотных магнита, два коротких технических промежутка с триплетами квадрупольных линз, расположенных между магнитами и прямолинейный экспериментальный промежуток длиной 3 м, предназначенный для установки детектора. В экспериментальном промежутке расположена пара сверхпроводящих соленоидов с полем до 130 кГс, выполняющих финальную фокусировку пучков. Соленоиды обеспечивают равные и малые поперечные размеры пучков в месте встречи — так называемая оптика «круглых пучков», позволившая увеличить светимость. Между полукольцами находятся два длинных прямолинейных технических промежутка, один из которых предназначен для инжекции пучков, а в другом находится ВЧ-резонатор [7].

Время обращения пучка в ВЭПП-2000 составляет 81 нс. Продольный размер области взаимодействия пучков менялся во время набора данных в пределах 1.5–3.0 см. Энергетический разброс для частиц в пучке $\sigma_{\Delta E/E} = 6.4 \times 10^{-4}$. Средние токи электронов и позитронов в коллайдере составляли: 20–35 мА — при энергии в системе центра масс $E = 1.05$ ГэВ и 50–80 мА — при $E = 2$ ГэВ. Максимальная достигнутая средняя по времени набора данных светимость, полученная при энергии 1.8 ГэВ, составила 2×10^{31} см⁻²с⁻¹ и ограничивалась недостатком позитронов.

Во время эксперимента энергия пучка контролировалась по измерениям магнитного поля в поворотных магнитах коллайдера с помощью датчиков ЯМР. Для абсолютной калибровки энергии коллайдера было сделано скани-

рование узкого интервала энергии вблизи резонанса $\phi(1020)$. Из записанных данных выделялись события процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, и строилась кривая возбуждения резонанса. Для нормировки использовался процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. С помощью аппроксимации полученной кривой определялась масса ϕ -мезона и сравнивалась с табличным значением [20]. Предельная точность этого метода калибровки энергии определяется неопределённостью табличного значения массы, равной 20 кэВ.

В 2012 году во время набора данных были проведены первые измерения энергии пучка по краю спектра обратного комптоновского рассеяния лазерного излучения на электронном пучке [38, 39]. Энергия была измерена в нескольких точках в интервале от 525 до 1000 МэВ.

Абсолютные измерения энергии коллайдера были использованы для калибровки измерения импульсов в детекторе КМД-3. Энергии в системе центра масс для всех экспериментальных точек определялись затем по среднему импульсу электронов в e^+e^- -рассеянии и протонов с антипротонами в реакции $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ с точностью 6 МэВ для 2011 и 2 МэВ — для 2012 года [40]. Изменяя в магнитном поле импульсы частиц и зная их массы, можно определить энергию начальных частиц.

1.2 Детектор СНД

Детектор СНД [41] является универсальным немагнитным детектором, созданным для экспериментов на ускорительном комплексе ВЭПП-2М, проводившихся с 1996 по 2000 год. Для работы на коллайдере ВЭПП-2000 он был модернизирован [8–11]. Были созданы новые трековая и мюонная системы, система идентификации частиц, произведена замена значительной части электроники, обновлено программное обеспечение.

Схема детектора приведена на Рисунке 1.2. Его основными частями являются трёхслойный калориметр, трековая и мюонная системы. Пучки электронов и позитронов сталкиваются внутри бериллиевой вакуумной камеры толщиной 0.75 мм и диаметром 4 см. Камера окружена координатной (трековой) системой, предназначенной для регистрации треков заряженных частиц. Она состоит из девятислойной дрейфовой камеры с ячейкой струйного типа и про-

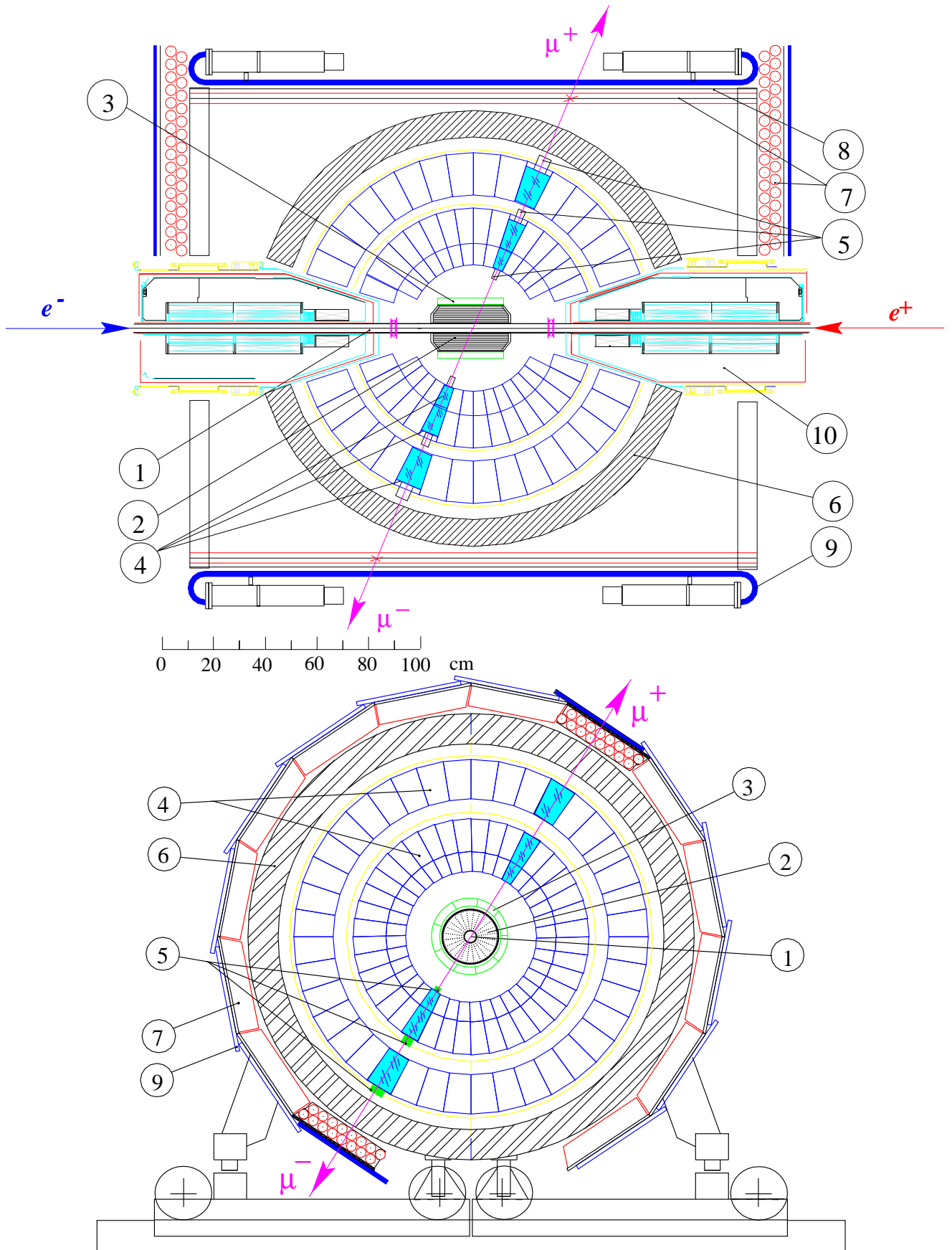


Рис. 1.2. Схема детектора СНД (сверху/снизу — вид поперёк/вдоль оси пучков): 1 — вакуумная камера, 2 — трековая система, 3 — аэрогелевые черенковские счётчики, 4 — кристаллы NaI(Tl), 5 — вакуумные фототриоды, 6 — поглотитель, 7 — пропорциональные трубки, 8 — железный фильтр, 9 — сцинтилляционные счётчики, 10 — фокусирующие соленоиды

порциональной камеры, находящихся в едином газовом объёме. Телесный угол координатной системы при срабатывании четырёх слоёв составляет 94% от 4π . Для защиты трековой системы от синхротронного излучения между ней и вакуумной камерой установлены титановая фольга толщиной 60 мкм и два слоя алюминиевой фольги с суммарной толщиной 200 мкм [42].

Вокруг трековой системы располагается система пороговых аэрогелевых черенковских счётчиков, предназначенная для выделения K -мезонов [10]. Она состоит из трёх одинаковых сегментов, образующих цилиндр. Каждый сегмент состоит из трёх светоизолированных друг от друга счётчиков, расположенных в общем корпусе. Счётчик построен по схеме АШИФ, т. е. свет из Аэрогелевого радиатора, выводится с помощью спектросмещающей пластины (ШИФтера) и детектируется с помощью Фотоумножителя. Аэрогелевый радиатор составлен из блоков аэрогеля различного размера и имеет общую толщину 29–30 мм. Спектросмещающая пластина изготовлена из полиметилметакрилата с добавлением ВВQ. В системе применяются фотоумножители с микроканальными пластинами [43] с диаметром фотокатода 18 мм. В экспериментах по сканированию области энергии $E = 1.05\text{--}2.00$ ГэВ используется аэрогель с показателем преломления $n = 1.13$. Он позволяет эффективно отделять K -мезоны от других частиц в интервале импульсов 350–940 МэВ/с [44].

Основной системой детектора является трёхслойный сферический калориметр на основе кристаллов NaI(Tl), расположенный за черенковскими счётчиками. Полная толщина калориметра для летящих из центра детектора частиц составляет 34.7 см (13.4 радиационной длины); полный телесный угол — 90% от 4π . Калориметр позволяет измерять энергии и углы вылета фотонов и электронов и обеспечивает высокую чувствительность детектора к событиям с нейтральными частицами в конечном состоянии.

Снаружи калориметр окружен железным поглотителем толщиной 12 см для поглощения остатков электромагнитных ливней. За поглотителем располагается мюонная система, обеспечивающая подавление космических событий и используемая для идентификации мюонов с энергией больше 450 МэВ, рождённых при столкновении пучков. Она разбита на модули: 14 баррельных и два торцевых. Каждый из баррельных модулей состоит из модуля трубок и

пластикового сцинтилляционного счётчика толщиной 1 см, между которыми располагается железный фильтр такой же толщины. Фильтр предотвращает одновременное срабатывание трубок и счётчиков от остатков электромагнитных ливней, вышедших за пределы поглотителя. Модуль трубок состоит из 16 расположенных в два слоя пропорциональных трубок. Торцевые модули в два раза больше и имеют по два счётчика. Вероятность одновременного срабатывания трубок и счётчиков от фотонов с энергией ~ 700 МэВ — меньше 1%.

При изучении процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ основную роль играют электромагнитный калориметр и трековая система. Поэтому ниже приведено более подробное их описание, со следующей системой координат. Начало координат находится в центре детектора. Ось z направлена вдоль движения электронов в накопителе, т. е. по направлению движения часовой стрелки при виде сверху. Ось y направлена вертикально вверх, ось x — из центра накопителя вдоль его радиуса.

1.2.1 Калориметр

Калориметр состоит из трёх слоёв кристаллов NaI(Tl) и имеет сферическую форму, что обеспечивает его равномерную чувствительность по телесному углу. Трёхмерная схема калориметра приведена на Рисунке 1.3.

Схема расположения кристаллов в калориметре приведена на Рисунке 1.4. Счётчики первых двух слоёв имеют толщины $2.9X_0$ и $4.8X_0$ (X_0 — радиационная длина) и попарно упакованы в общий контейнер из алюминиевой фольги толщиной 0.1 мм. Контейнеры укреплены на несущей алюминиевой сфере толщиной 5 мм. За ней находится третий слой счётчиков толщиной $5.7X_0$. Для улучшения светосбора и светоизоляции каждый из кристаллов обернут в алюминизированный лавсан. Зазор между кристаллами счётчиков одного слоя составляет около 0.5 мм. Число кристаллов в слое варьируется от 520 до 560, а общее число равно 1632. Полный вес калориметра составляет 3.5 тонны.

Калориметр покрывает область полярных углов $18^\circ \leq \theta \leq 162^\circ$. Её можно разбить на области «малых» ($18^\circ \leq \theta \leq 36^\circ$ и $144^\circ \leq \theta \leq 162^\circ$) и «больших» ($36^\circ \leq \theta \leq 144^\circ$) углов. Угловые размеры кристаллов в области «больших уг-

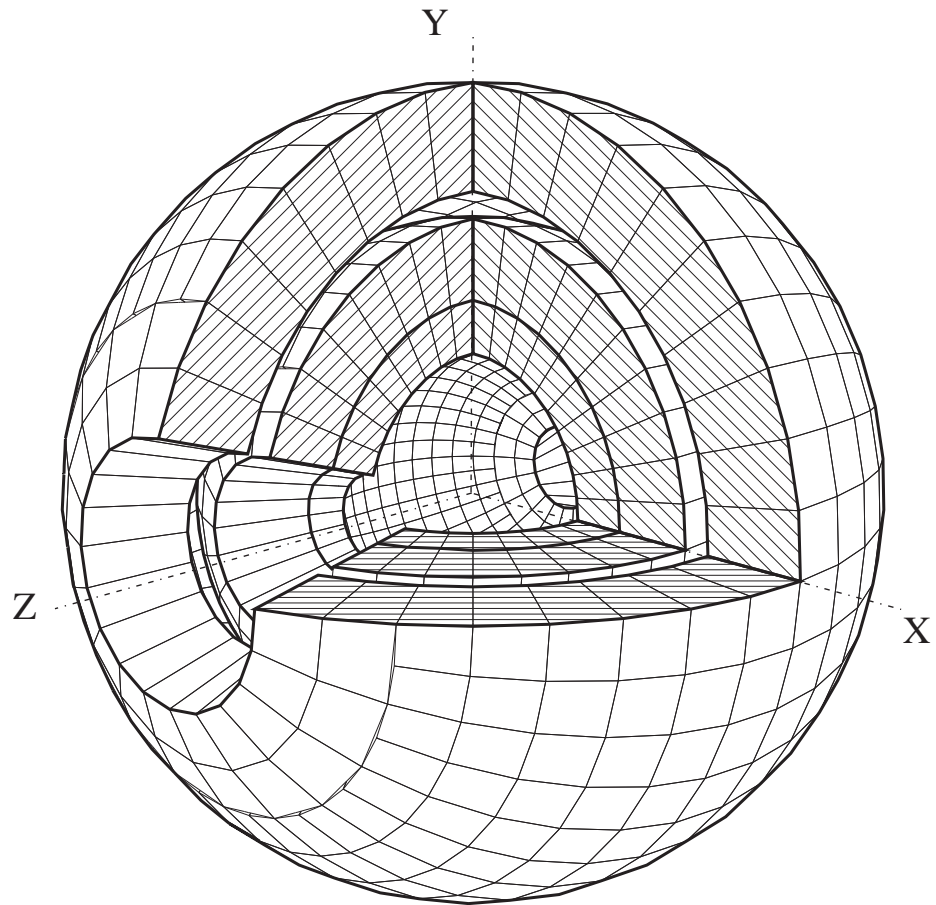


Рис. 1.3. Трёхмерная схема калориметра детектора СНД

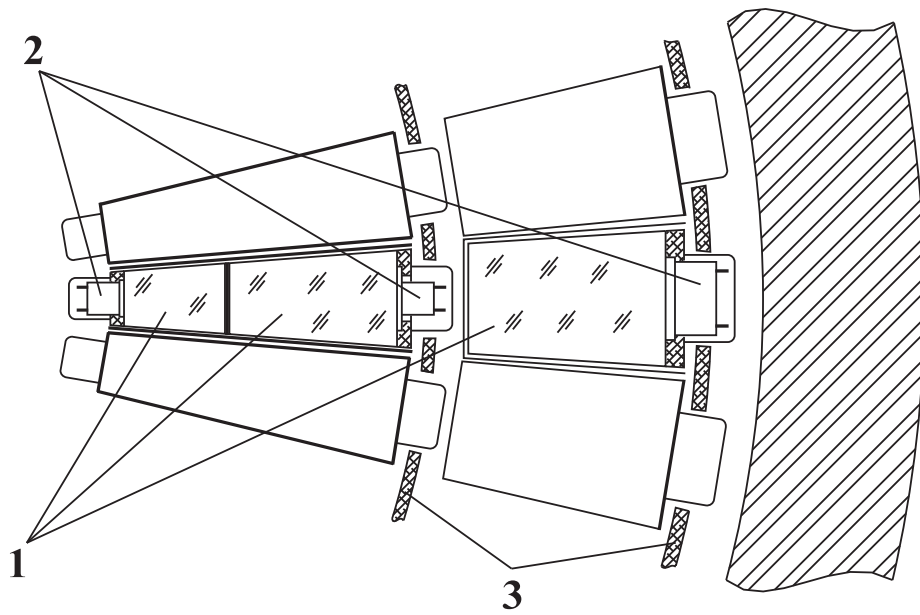


Рис. 1.4. Вид кристаллов NaI(Tl) в калориметре: 1 — кристаллы NaI(Tl), 2 — вакуумные фототриоды, 3 — алюминиевые полусферы

лов» составляют $\Delta\varphi = \Delta\theta = 9^\circ$, а в области «малых углов» $\Delta\varphi$ — в два раза больше. В каждом слое имеется восемь различных типов счётчиков, большинство из которых имеют форму усечённых четырехгранных пирамид.

Выбранная величина углового размера кристалла калориметра примерно соответствует поперечному размеру электромагнитного ливня в NaI. Таким образом, два ливня могут быть разделены, если угол между ними превышает 9° . Если угол между частицами больше 18° , то энергия каждой из них может быть измерена с такой же как для изолированного ливня точностью. Высокая гранулированность калориметра позволяет эффективно реконструировать многочастичные события.

Коэффициент светосбора в кристаллах разных слоёв составляет от 7 до 15%. В качестве фотоприёмников используются компактные вакуумные фототриоды с диаметром фотокатода 17 мм на первом и втором слоях и 42 мм — на третьем слое. Средний квантовый выход фотокатодов в спектре излучения NaI(Tl) составляет около 15%, а коэффициент усиления фототриодов — около 10%. В конструкции калориметра было использовано оригинальное решение — фототриоды первого слоя размещены снаружи калориметра. Это позволило существенно уменьшить количество «мёртвого» вещества между первым и вторым слоями — вблизи максимума развития электромагнитного ливня [41].

Для энергетической калибровки электронного тракта калориметра был разработан комплекс процедур, использующих как генераторные сигналы, так и сигналы от реальных событий. События от космических мюонов используются для предварительной калибровки [45], которая проводится примерно раз в две недели во время профилактической остановки в наборе данных. Набор событий для «космической» калибровки занимает около пяти часов. При этом достигается однопроцентная статистическая точность измерения средних амплитуд в кристаллах калориметра. Более точная калибровка кристаллов проводится при обработке записанных экспериментальных событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ [46].

Энергетическое разрешение калориметра ограничивается такими факторами, как флуктуации выхода из него энергии ливней, потери энергии в деталях конструкции внутри и перед ним. Большое влияние на энергетическое раз-

решение детектора могут оказывать аппаратурные эффекты: неоднородность светосбора по объёму кристаллов, нестабильность и шумы каналов электроники. Измеренное по событиям процессов $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ [46] энергетическое разрешение калориметра для фотонов описывается функцией:

$$\frac{\sigma_E}{E}(\%) = \frac{4.2\%}{\sqrt[4]{E(\text{ГэВ})}}$$

Зависимость углового разрешения калориметра от энергии фотона приведена на Рисунке 1.5. Она неплохо описывается формулой, показанной на нём кривой:

$$\sigma_\varphi = \frac{0.82^\circ}{\sqrt{E(\text{ГэВ})}} \oplus 0.63^\circ.$$

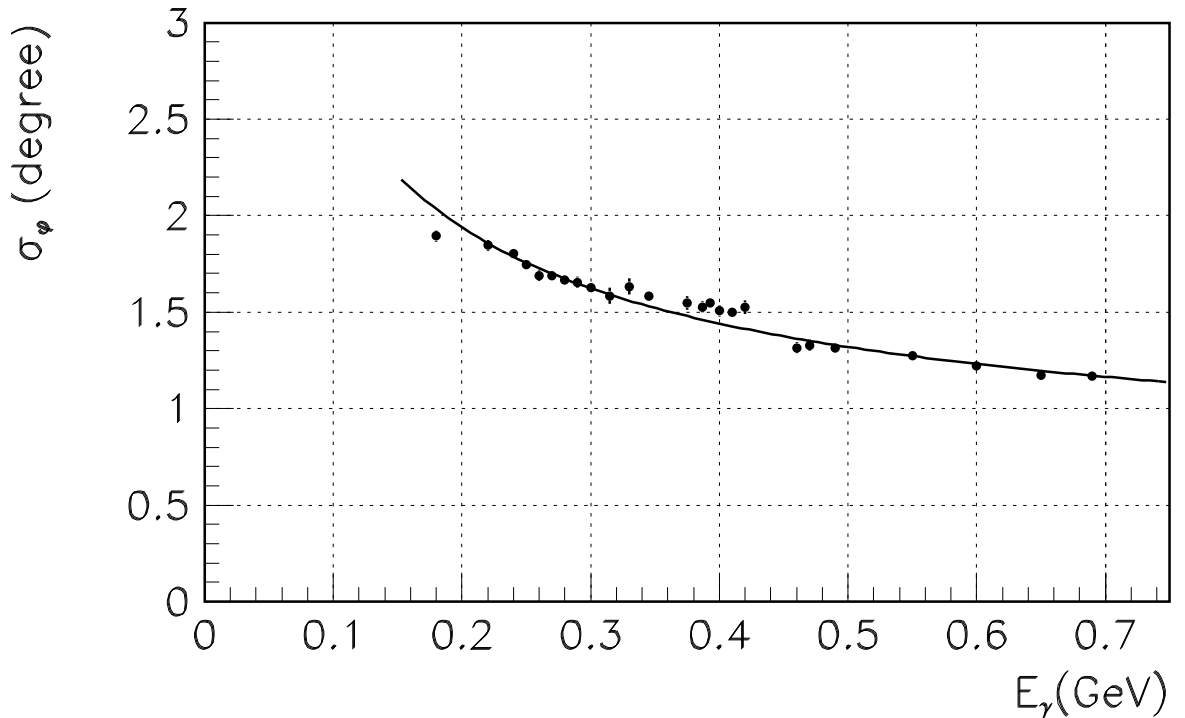


Рис. 1.5. Зависимость углового разрешения калориметра от энергии фотона

1.2.2 Трековая система

Трековая система (ТС) изображена на Рисунке 1.6 и состоит из дрейфовых и пропорциональных камер, заключённых в едином газовом объёме цилиндрической формы [42]. Основные параметры ТС перечислены в Таблице 1.1.

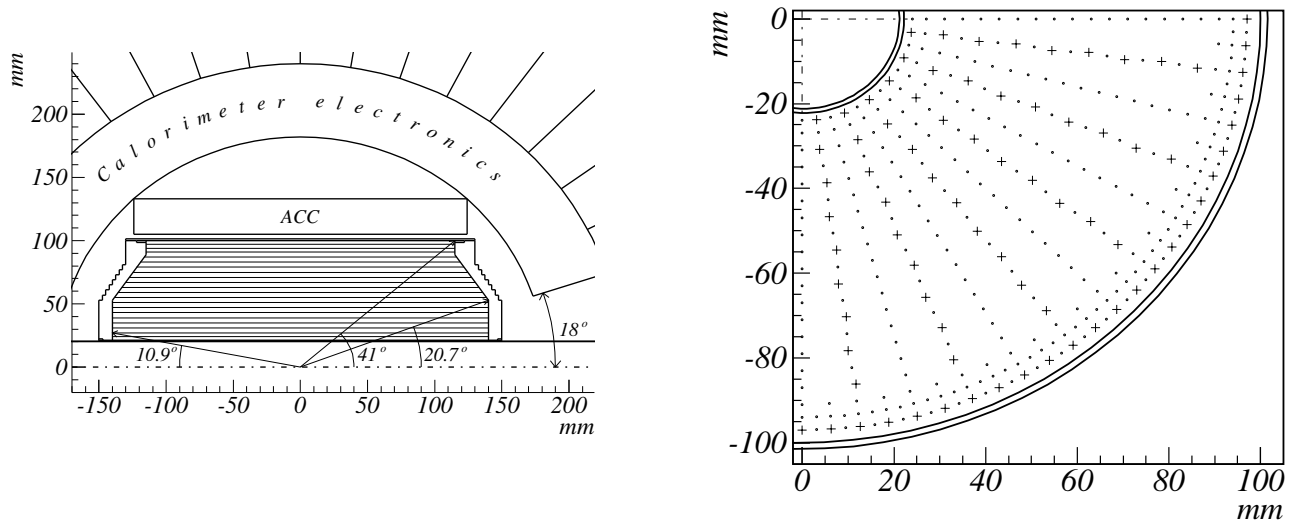


Рис. 1.6. Трековая система детектора СНД в плоскости $R-z$ (слева) и $R-\varphi$ (справа). АСС — аэрогелевый черенковский счётчик, \times — анодные, \cdot — полевые и экранирующие проволочки.

Размеры указаны в миллиметрах

Таблица 1.1. Параметры трековой системы СНД

Длина чувствительной области	230–280 мм
Внутренний диаметр	40 мм
Внешний диаметр	200 мм
Телесный угол по четырём слоям	94% от 4π
Количество вещества	$3.8\%X_0$
Число секторов	24
Число сигнальных/катодных проволочек	216/280
Число полосок на внутреннем/внешнем катоде	128/152
Координатное разрешение	
– измеренное по времени дрейфа	150 мкм
– по z координате, измеренное	
□ по проволочкам	1.5 мм
□ по полоскам	0.3–0.6 мм
Разрешение для трека	
– по азимутальному углу	0.18°
– по полярному углу	0.3°
Разрешение по вершине в плоскости $R-\varphi$	0.2 мм

Дрейфовая камера (ДК) используется для измерения точки вылета, азимутального (φ) и полярного (θ) углов вылета и ионизационных потерь заряженной частицы. Камера имеет ячейку струйного типа и состоит из 24-х секторов с азимутальным угловым размером 15° . В каждом секторе вдоль радиального направления расположены девять анодных сигнальных проволок. Для разрешения лево-правой неоднозначности при восстановлении трека проволочки во всех слоях, кроме первого, ближайшего к оси пучков, смещены в азимутальном направлении на ± 300 мкм относительно оси сектора. Радиальный размер первого слоя камеры составляет 6 мм, остальных слоёв — 8 мм. Радиальная координата анодных проволок первого слоя равна 24 мм, девятого слоя — 87 мм. Максимальная длина дрейфа ионизации в азимутальном направлении меняется от 3 мм в первом слое до 11 мм — в девятом. Анодные проволочки имеют диаметр 15 мкм и изготовлены из позолоченного вольфрама. Полевые и экранирующие проволочки изготовлены из позолоченного титана и имеют диаметр 100 мкм. Используемая газовая смесь ($\text{Ar} + 10\% \text{CO}_2$) позволяет получить режим насыщения скорости дрейфа электронов при напряжённости электрического поля около 1 кВ/см [42].

Для каждой сигнальной проволочки в ДК измеряется время дрейфа и амплитуды с обеих сторон. По соотношению амплитуд определяется координата z прохождения трека вдоль проволочки. Амплитуды используются для определения ионизационных потерь заряженной частицы.

Пропорциональная камера (ПК) расположена вдоль внешней обечайки ТС и используется для измерения z -координат треков заряженных частиц. Её образует десятый слой ТС, имеющий 96 анодных проволок, натянутых поочередно с полевыми на радиусе 97 мм с шагом 3 мм. Катодные проволочки натянуты с тем же шагом на радиусе 94 мм. Вторым, сигнальным катодом служат медные полоски на внутренней поверхности обечайки. Размер каждой из полосок вдоль оси пучков составляет 6 мм. По азимутальному углу полоски разделены на четыре части. Между ПК и внешним слоем ДК на радиусе 91 мм расположен экранирующий слой проволок. С учётом него полное число полевых и экранирующих проволок ПК равно 480.

Центральная область внутренней обечайки также разделена на полоски того же размера, что на внешнем катоде. Суммарное число сигнальных полосок в ТС составляет 280. Измерения z координаты путём анализа распределения наведённого на них заряда, являются более точными, чем измерения по проволочкам ДК (см. Таблицу 1.1).

1.3 Эксперименты с детектором СНД

Эксперименты с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000 начались в 2010 году. В экспериментальных сезонах 2010–2012 годов статистика набиралась в интервале энергии в системе центра масс от 1.05 до 2.00 ГэВ. Это позволяет провести измерения сечений как в области энергии $E = 1.4\text{--}2.0$ ГэВ, недоступной для предыдущего коллайдера ВЭПП-2М, так и в области его работы, где имеются полученные на нём с хорошей точностью данные.

В 2010 году было накоплено около 5 пб^{-1} в области энергии $E = 1.1\text{--}1.9$ ГэВ [47] с шагом 100 МэВ. В 2011 году был исследован более широкий интервал энергии — 1.05–2.00 ГэВ — и с более мелким шагом — 25 МэВ, в котором было набрано около 22 пб^{-1} [48]. Вблизи порога рождения нуклон-антинуклонных пар шаг был дополнительно уменьшен до 20 МэВ. В экспериментальном заходе 2012 года был просканирован диапазон энергии $E = 1.28\text{--}1.98$ ГэВ с шагом 20–40 МэВ. Во время этого захода было набрано около 13 пб^{-1} .

В данной работе использованы данные, набранные в 2011–2012 годах в интервале энергии $E = 1.34\text{--}2.00$ ГэВ с суммарной светимостью 27 пб^{-1} . Данные 2010 года в указанном интервале не использовались в силу их недостаточной надёжности при относительно небольшой светимости — 2.3 пб^{-1} .

Глава 2

Первичный триггер детектора СНД

Загрузка детектора определяется в основном фоновыми событиями. Полезные события (адронные процессы вне резонансов) составляют лишь доли процента от полного потока. В такой ситуации одним из важнейших компонентов системы сбора данных детектора является предварительный аппаратный отбор событий. Как правило, система аппаратного отбора состоит из нескольких уровней называемых триггерами: триггер уровня N начинает работу при срабатывании триггера уровня $N - 1$. Чем выше уровень триггера, тем больший объём информации доступен ему для анализа, и тем меньше временное ограничение на его обработку. Количество триггеров и их характеристики подбираются, исходя из требований эксперимента и возможностей электроники, с целью уменьшения просчётов. Обычно исходят из того, чтобы просчёты всей системы сбора данных составляли не более 10%. В СНД используется двухуровневый отбор событий: один аппаратный (первичный) триггер (ПТ) [49] и программный третичный триггер. Время выработки решения ПТ составляет ~ 800 нс и определяется длительностью сигнала в калориметре (~ 800 нс) и длительностью сигнала (~ 250 нс) и временем дрейфа (~ 300 нс) в дрейфовой камере. За счёт формирования с продлеванием входных импульсов для ПТ и конвейерной организации работы его блоков, стробируемых с частотой столкновения пучков, «мёртвое время» у него отсутствует.

Модернизация электроники детектора для экспериментов на ВЭПП-2000 коснулась и системы его запуска. В частности, в связи с изменением конфигурации трековой системы полностью переделана часть ПТ, связанная с обработкой информации о срабатывании проволочек — логика слоёв. Новые аргументы появились и в калориметрической части триггера. Параллельно с модернизацией электроники детектора проводился и переход на новое программное обеспечение, основанное на языке C++. Это вызвало необходимость в написании новых программ для конфигурирования электроники ПТ и моделирования его работы.

2.1 Стандарт КЛЮКВА

Информация для ПТ формируется в электронике, расположенной в спецкрейтах КЛЮКВА [50, 51], разработанных в ИЯФ СО РАН специально для детекторов КМД-2, КЕДР, СНД и модернизированных для экспериментов на коллайдере ВЭПП-2000 [52]. Общий вид спецкрейта приведён на Рисунке 2.1. В нём могут быть размещены 16 информационных плат (ИП), предназначенных для преобразования поступающей информации в цифровой код, и три служебные платы: процессор ввода-вывода (ПВВ), интерфейс первичного триггера (ИПТ) и размножитель служебных сигналов (РСС). ПВВ осуществляет считывание данных из ИП и их передачу в компьютер по локальной сети Ethernet. С помощью ПВВ производится также запись в ИП порогов и пьедесталов, использующихся для сжатия информации за счёт отбрасывания несработавших каналов электроники. Кроме оцифровки информации с детектора, ИП осуществляют формирование быстрых (с малым временем формирования) логических и аналоговых сигналов, которые по магистрали КЛЮКВа передаются в ИПТ для дальнейшего использования в системе ПТ. Синхронизация и управление системой из нескольких спецкрейтов осуществляется специальным КАМАК-модулем (ЦСУ), сигналы с которого поступают в спецкрейт через плату РСС.



Рис. 2.1. Спецкрейт КЛЮКВА

Оцифровывающая электроника СНД занимает 21 спецкрейт. Список основных модулей КЛЮКВа, применяемых в системе сбора данных, приведён в Таблице 2.1. Платы Т2АМ используются для оцифровки волоконных каналов,

ПА24 — для оцифровки полосочных каналов, ТП — для оцифровки срабатываний черенковского счётчика и счётчиков мюонной системы, платы ДА-НЕТ — для хранения и передачи в компьютер логических сигналов (см. далее). Максимальная скорость считывания событий с детектора составляет 1 кГц при средней длине события 3 кБайта.

Таблица 2.1. Наименование и количество модулей КЛЮКВа, применяемых в системе сбора данных СНД

Т2АМ	ПА24	А24М	ТП	ДА-НЕТы	ПВВ	ИПТ ТС, проволочки	ИПТ калориметра
54	12	70	12	16	16	7	10

2.2 Система первичного триггера

Схема организации ПТ приведена на Рисунке 2.2. Исходная информация для него формируется в ИПТ калориметра и трековой системы. Эта информация поступает на блоки выработки аргументов (логических сигналов) ПТ: логику слоёв, логику калориметра и блок порогов энерговыделений. Аргументы, сформированные этими блоками, поступают на многоходовые перестраиваемые схемы совпадений, вырабатывающие сигналы запуска (Рисунок 2.3). Схемы совпадений находятся в двух блоках масок ПТ (БМПТ), по пять в каждом. Аргументы, используемые для совпадений, выбираются с помощью записываемых в БМПТ масок. На выходе каждой из схем совпадений находится программируемый делитель с коэффициентом деления от 1 до 256. Он может применяться, например, для деления космических событий, используемых для калибровок детектора. Блоки выработки аргументов (БВА) и блоки масок находятся в одном спецкрейте стандарта КЛЮКВА. Для передачи аргументов из блоков выработки в блоки масок используется специальная 48-разрядная магистраль. Список аргументов ПТ приведён в Таблице 2.2.

БВА построены по конвейерному типу, т. е. разбиты на логически независимые модули, время работы каждого из которых не превышает интервала времени между столкновениями пучков в ВЭПП-2000 (82 нс). По истечении этого времени модуль передаёт информацию следующему и готов обрабаты-

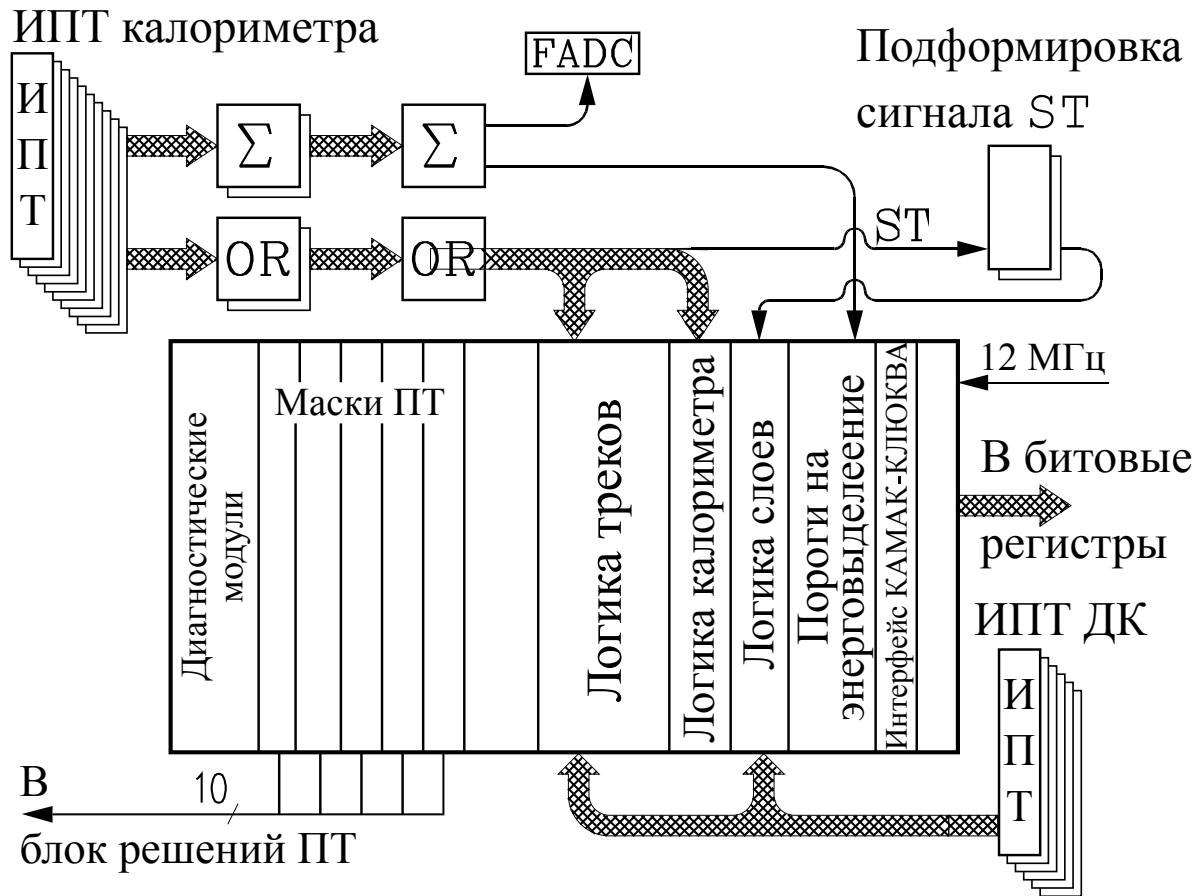


Рис. 2.2. Структурная схема первичного триггера детектора СНД

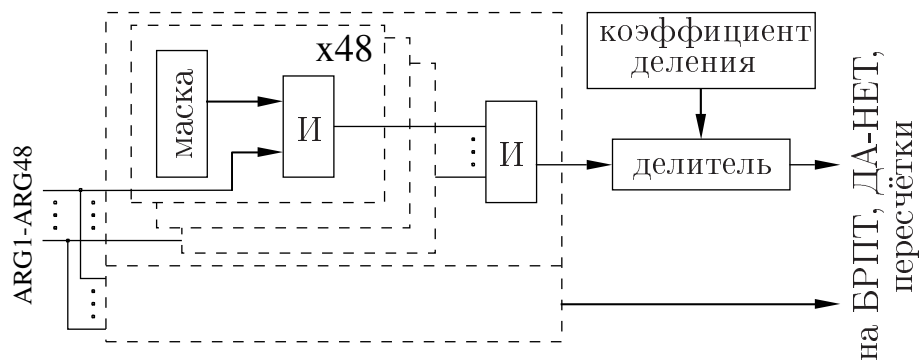


Рис. 2.3. Схема совпадений блока масок ПТ

вать новое событие. В качестве стробирующей в БВА используется частота обращения пучка (12 МГц). Для контроля работы ПТ все его 48 аргументов, а также десять сигналов срабатываний БМПТ поступают на запоминающие платы ДА-НЕТ и включаются в информацию о событии. Для контроля загрузок и удобства настройки ПТ эти же сигналы поступают на расположенные в КАМАК-крейте пересчётные схемы («пересчётки»), информация с которых сохраняется.

Таблица 2.2. Список аргументов первичного триггера: БВА — блоки выработки аргументов, ЛТ — логика треков, ЛС — логика слоёв, ЛК — логика калориметра, БПЭ — блок порогов на энерговыделение

№	Название	БВА	Функциональное описание
1	ST	ЛС	Строб калориметра
2	TSLA	ЛК	Башня на «большой угол»
3–4			Запас
5–9	ARG4–ARG8	ЛК	Программируемые аргументы калориметра
10	ARG3	ЛК	Программируемые аргументы калориметра
11	TDLA	ЛК	Несоседние башни на «большой угол»
12, 13	ARG1, ARG2	ЛК	Программируемые аргументы калориметра
14–17	ET1–ET4	БПЭ	Пороги на полное энерговыделение в калориметре
18, 19	ELA1, ELA2	БПЭ	Пороги на полное энерговыделение на «большие углы»
20, 21	ET5, ET6	БПЭ	Пороги на полное энерговыделение в калориметре
22–24	DCC1–DCC3	ЛС	Логические комбинации слоёв трековой системы
25–33			Запас
34	ACT	ЛТ	Совпадение трубок и наружных счётчиков
35	act	ЛТ	Анти ACT
36–39			Запас
40	CC	ЛС	ИЛИ черенковских счётчиков
41	DCC4	ЛС	Логические комбинации слоёв трековой системы
42	STR	ЛС	Строб калориметра по полному энерговыделению
43	STRF	ЛС	STR с привязкой к фазе пучка
44	tsla	ЛК	Анти TSLA
45			Запас
46	arg3	ЛК	Анти ARG3
47	dcc1	ЛС	Анти DCC1
48	STF	ЛС	ST с привязкой к фазе

Схема запуска СНД и механизм синхронизации регистрации событий и измерения загрузок приведены на Рисунке 2.4. Кроме запусков от физических событий, используются также запуски от калибровочного генератора (КГ), которые нужны, в частности, для проведения электронных калибровок детекто-

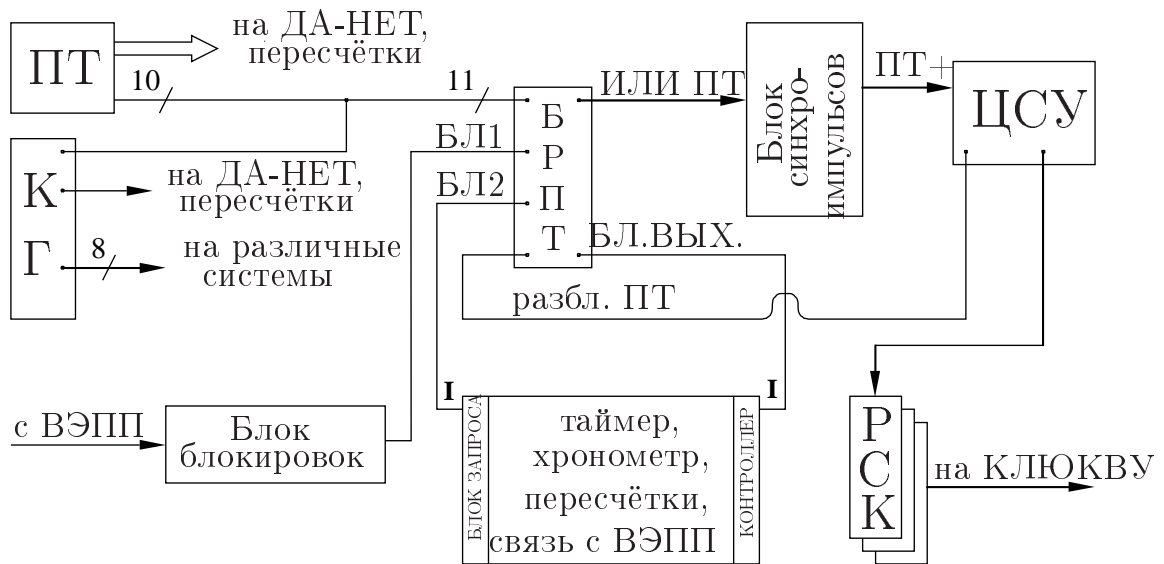


Рис. 2.4. Схема запуска СНД

ра. Сигналы запуска из системы ПТ (десять сигналов с БМПТ) и сигнал с КГ поступают в блок решения ПТ (БРПТ), где собираются по ИЛИ (логическая сумма). Полученный сигнал $ПТ+$ (*СТАРТ*) поступает на вход ЦСУ, которая осуществляет взаимодействие между системами триггера и регистрирующей электроникой в спецкрейтах КЛЮКВА. По сигналу *СТАРТ* ЦСУ генерирует и раздаёт через блоки РСК управляющие сигналы на спецкрейты КЛЮКВА. В течение интервала времени между приходом сигнала *СТАРТ* и окончанием считывания информации из информационных плат в буфера ПВВ спецкрейтов информационные платы не могут принимать события. Поэтому в БРПТ предусмотрена блокировка входов после появления на выходе сигнала *СТАРТ*. Разблокировка входов происходит по сигналу *РАЗБЛ. ПТ*, который генерируется ЦСУ по окончании чтения информации в ПВВ. Входы БРПТ блокируются также сигналами *БЛ1* и *БЛ2*. Первый из них — ИЛИ блокировок от комплекса ВЭПП-2000, запрещающих запуск детектора в моменты инъекции пучков. Второй сигнал поступает с КАМАК-крейта с пересчётками и блокирует запуск детектора на время считывания в компьютер информации о загрузках детектора. С другой стороны, для корректного измерения загрузок детектора необходимо заблокировать крейт с пересчётками на время, когда выход БРПТ заперт. Для этого формируется сигнал *БЛ.ВЫХ*, который поступает на шину *I*

крейта с пересчётками и запирает их входы. Блок блокировок, формирующий сигнал *БЛ1*, может также выставлять его по запросу от компьютера.

В приведённой схеме запуск экспериментального захода выглядит следующим образом. По команде от управляющего компьютера блокируются входы БРПТ и пересчётки. Происходит сброс содержимого ИП и буферов спецкрейтов КЛЮКВА, инициализация таймера и пересчёток. Затем блокировка снимается и начинается чтение событий. Информация с пересчёток считывается раз в 5 с по запросу таймера. Окончание захода происходит по набору требуемого числа событий, по времени или по команде оператора. С помощью блока блокировок запрещаются запуски от БРПТ, дочитываются события из ИП и буферов спецкрейтов КЛЮКВА, а также информация из КАМАК-крейта с пересчётками.

2.3 Калориметр

Исходные сигналы для выработки аргументов ПТ калориметра формируются в платах формирователей Ф12, расположенных в спецкрейтах КЛЮКВА. Каждый из формирователей обслуживает 12 каналов калориметра, так называемую «башню». Структурная схема формирователя и схематичное изображение башни показаны на Рисунке 2.5. Всего калориметр разбивается на 160 таких башен, образующих 20 секторов в азимутальном направлении и восемь колец в полярном. Угловой размер сектора и кольца составляет 18° . Поскольку время выработки сигнала ПТ должно быть менее 1 мкс, для аналоговых сигналов в триггерном канале калориметра применена более короткая формировка, чем в спектрометрическом канале. Сигналы после зарядочувствительного усилителя дифференцируются со временем около 300 нс. Платой за это является ухудшение соотношения сигнал/шум по сравнению со спектрометрическим каналом. Аналоговые сигналы со всех 12 счётчиков башни суммируются и формируется сигнал суммарного энерговыделения в башне, который затем по магистрали спецкрейта поступает на ИПТ калориметра.

Структурная схема ИПТ калориметра приведена на Рисунке 2.6. Одна плата ИПТ обслуживает 16 башен из двух секторов калориметра. Дискриминаторы LED2 с эффективным порогом 25 МэВ формируют 160 логических сигналов

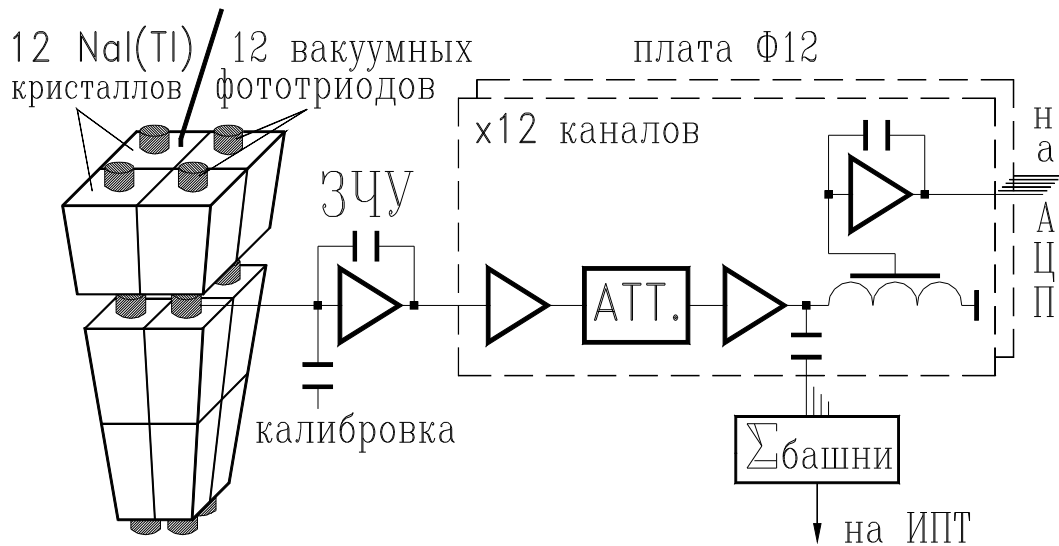


Рис. 2.5. Структурная схема формирователя калориметра

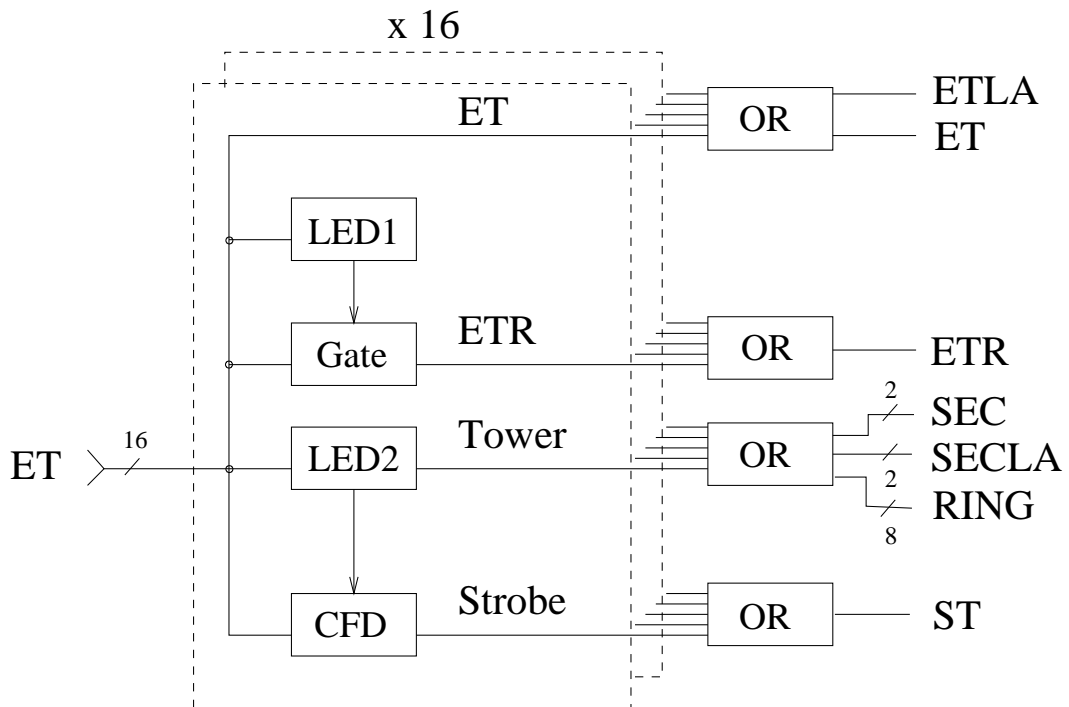


Рис. 2.6. Структурная схема ИПТ калориметра

Tower (в этом разделе курсивом выделены сигналы, не являющиеся аргументами ПТ), которые затем объединяются частично в ИПТ, частично в последующих логических сумматорах (OR на Рисунке 2.2), в 20 сигналов секторов и восемь сигналов колец (*RING*). Создаётся два типа сигналов секторов: полные (*SEC*), объединяющие по восемь башен, и сектора из башен на «большой угол» (*SECLA*), в которые входят по шесть башен, с полярными углами в диапазоне 36° – 144° . Сигналы секторов и колец используются затем в логике калоримет-

ра. Непосредственно в логических сумматорах формируется аргумент $TSLA$ — ИЛИ сигналов $Tower$ со всех башен из области «больших углов».

Для временной привязки срабатывания калориметра к моменту столкновения пучков используется сигнал ST , являющийся логической суммой 160 сигналов $Strobe$, вырабатываемых дискриминаторами со следящим порогом (CFD). Время срабатывания CFD по превышению порога (в %) не зависит от амплитуды сигнала. Временное разрешение ST равно 8 нс.

Кроме логических сигналов в ИПТ калориметра и последующих сумматорах (Σ на Рисунке 2.2) вырабатываются три аналоговых сигнала: ET , $ETLA$ и ETR (последний не используется). Сигнал полного энерговыделения (ET) представляет собой аналоговую сумму сигналов энерговыделений со всех 160 башен. В сигнал $ETLA$ суммируются 120 башен с полярными углами в диапазоне 36° – 144° . Сигналы ET и $ETLA$ поступают на блок порогов энерговыделений, где на них накладываются (программируемые) пороги и формируются аргументы $ET1$ – $ET6$ и $ELA1$, $ELA2$.

2.3.1 Логика калориметра

На Рисунке 2.7 показана структурная схема логики калориметра (ЛК). Основой блока являются ОЗУ общим объёмом более 1 МБайта, используемые как маски совпадений. Как и все модули ПТ, ЛК работает в режиме логического конвейера с тактовой частотой 12 МГц. 20 сигналов SEC поступают на адрес ОЗУ $1M \times 8$. Объём ОЗУ позволяет хранить 256 масок на любые логические комбинации 20 входных сигналов. Аналогично сигналы $RING$ поступают на адрес ОЗУ 256×8 . Информация от колец и секторов объединяется с помощью ОЗУ $32k \times 8$. В соответствии с содержимым этих трёх ОЗУ на выходе ЛК получают восемь аргументов $ARG1$ – $ARG8$. Использование ОЗУ в качестве логических масок даёт широкие возможности для конструирования различных аргументов калориметра и лёгкой их модификации с помощью перезаписи содержимого ОЗУ. Вот некоторые примеры этих аргументов: коллинеарные башни, наличие двух башен с азимутальным углом между ними более заданного предела, наличие трёх несоседних башен. Кроме аргументов $ARG1$ – $ARG8$ в ЛК формируется аргумент $TDLA$ — наличие срабатываний двух несоседних

башен, причём обе сработавшие башни должны находиться в области «больших углов». Это один из наиболее мощных аргументов ПТ, используемый в запусках от многочастичных событий. Аргумент TDLA строится из сигналов *SECLA* и сигналов колец *RING*, как логическая сумма сигналов «несоседние сектора» (наличие двух сработавших секторов с промежутком между ними как минимум в один сектор) и «несоседние кольца». Поскольку логическая комбинация секторов калориметра в данном случае определена, построение сигнала «несоседние сектора» удаётся осуществить на ОЗУ меньшей ёмкости, $4k \times 8$.

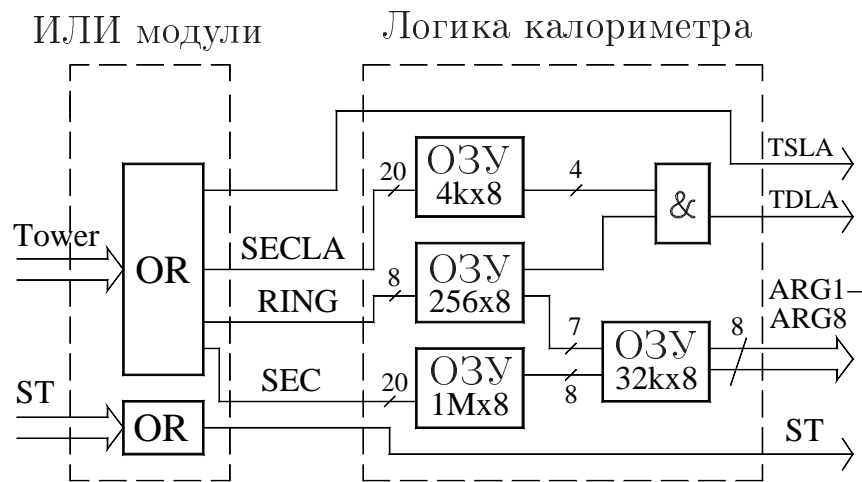


Рис. 2.7. Структурная схема блоков ИЛИ и логики калориметра

2.4 Трековая система

Трековая система (ТС), описанная ранее в разделе 1.2.2, состоит из дрейфовой и пропорциональной камер, заключённых в едином объёме цилиндрической формы. Сигналы с 216 чувствительных проволок дрейфовой камеры (ДК) подаются на предусилители, а затем на платы Т2АМ, выполненные в стандарте КЛЮКВА (Рисунок 2.8). Каждая из плат обслуживает четыре проволоочки. Для временных измерений в Т2АМ используется аналоговая сумма сигналов с концов проволоочек, которая подаётся на вход дискриминатора. Временной интервал между сигналом с дискриминатора и сигналом ПТ измеряется с помощью ВЦП на два срабатывания, состоящего из счётчика, считающего импульсы тактовой частоты 40 МГц, и интерполятора. Разрешение ВЦП равно 1 нс. Сигналы с четырёх дискриминаторов передаются в ИПТ ДК для использования

в системе ПТ. В двух спектрометрических каналах входной сигнал усиливается и поступает на десятиразрядный АЦП, работающий с тактовой частотой 40 МГц. Результаты последних 64 измерений запоминаются. По сигналу ПТ ищется измерение, стоящее на 12 измерений ранее того, что превысило порог дискриминатора, и считываются следующие за ним 32 измерения. 54 платы Т2АМ рассредоточены по шести крейтам. Проволочки и полосы пропорциональной камеры в ПТ не используются.

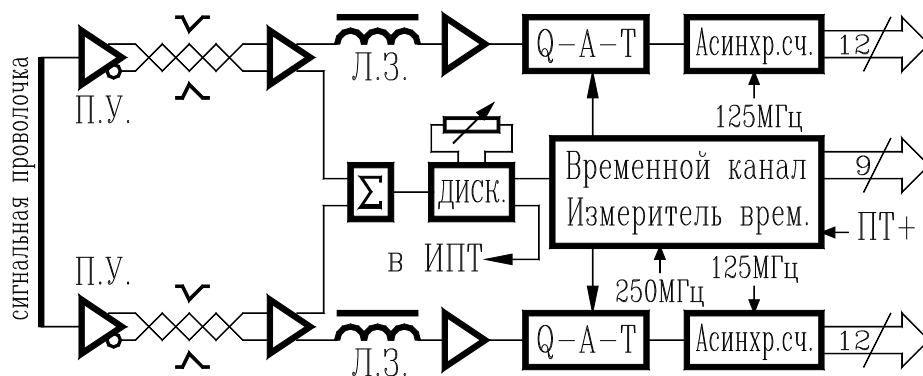


Рис. 2.8. Структурная схема канала платы Т2АМ

Структурная схема ИПТ ДК показана на Рисунке 2.9. Входные сигналы поступают на формирователи постоянной длительности (ФПД), которые по переднему фронту входного сигнала формируют импульс длительностью 30 нс. Они нужны для выравнивания длительности входных сигналов, которая формируется пороговым дискриминатором и зависит от амплитуды сигнала с проволочки. На выходе ИПТ находятся формирователи длительности сигнала с продлеванием (ФПВ). Длительность формирования выходных сигналов для логики слоёв зависит от азимутального размера ячейки (номера слоя): минимальная длительность формирования для первого слоя — 170 нс, максимальная — для последнего (9-го) слоя — 407 нс. Времена формирования (\tilde{T}) выбраны кратными периоду обращения пучков в ВЭПП-2000 (82 нс), поскольку частота обращения используется в блоках логики слоёв в качестве стробирующей. Реальная длительность формирования должна слегка превышать значение \tilde{T} . Обозначенная через ЛТ на Рисунке 2.9 логика треков теперь не используется.

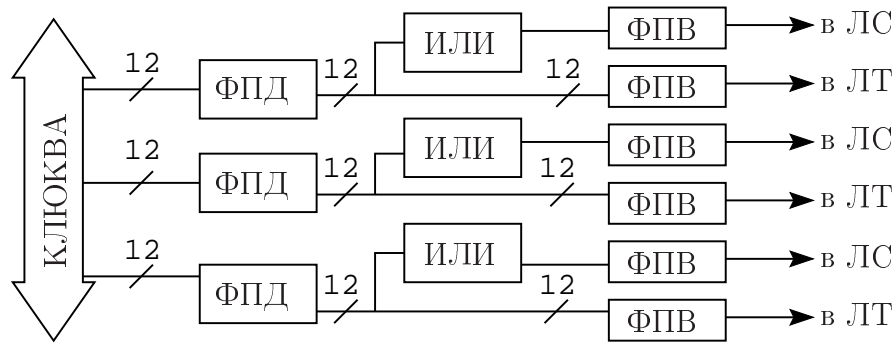


Рис. 2.9. Структурная схема ИПТ дрейфовой камеры

2.4.1 Логика слоёв

Логика слоёв (ЛС) работает с девятью сигналами срабатываний слоёв трековой системы. Структурная схема ЛС приведена на Рисунке 2.10. Из 18 входных сигналов (по одному с каждой половины слоя) формируется девять сигналов ИЛИ проволочек в слоях ТС. Далее сигналы слоёв с меньшим временем дрейфа задерживаются на регистрах. Работа блока стробируется частотой обращения пучка, так что задержка на один такт равна 82 нс. Затем сигналы поступают на адрес ОЗУ объёмом 1024×4 бит, где формируются четыре аргумента для БМПТ: DCC1–DCC4. Использование ОЗУ позволяет реализовать любые комбинации срабатываний слоёв ТС. Выходные сигналы с ОЗУ задерживаются на 3–4 такта на регистрах для согласования по времени с другими системами и поступают на формирователь, в котором входные сигналы удлиняются на 100–150 нс. На магистраль крейта выводятся четыре сигнала

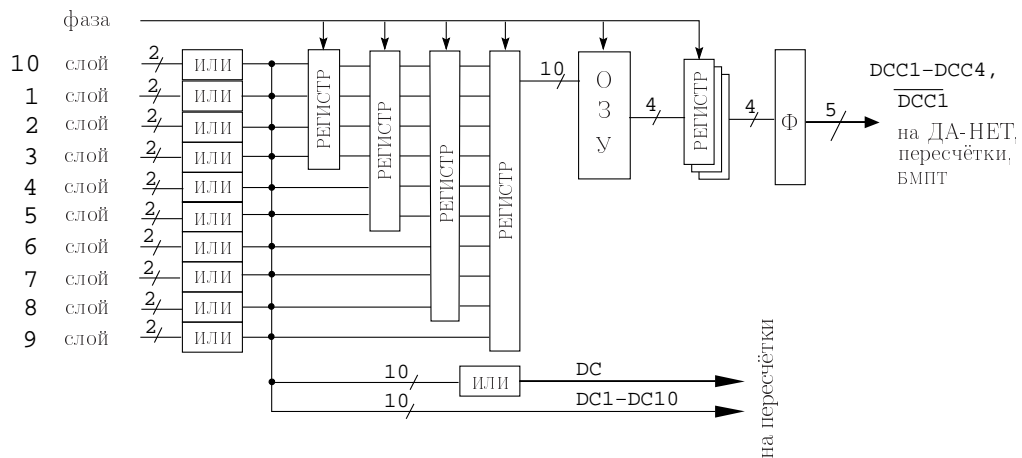


Рис. 2.10. Структурная схема логики слоёв

DCC1–DCC4 и сигнал dss1, полученный инверсией DCC1. Они также выводятся на платы ДА-НЕТ и пересчётки. ЛС реализована на ПЛИС ALTERA.

2.5 Настройка конфигурации

Запись экспериментальных событий осуществляется так называемыми «заходами». Заходом называется непрерывный цикл записи событий, характеризуемый определённой настройкой конфигурации детектора и длящийся обычно около 30 мин. Частью этой настройки является настройка конфигурации ПТ. Загрузка некоторых конфигураций занимает много времени, например, загрузка логики калориметра занимает чуть больше минуты (в то время как загрузка остальной конфигурации ПТ занимает менее 0.5 с). Поэтому их загрузка делается один раз для серии (обычно десять) заходов.

Конфигурация ПТ имеет иерархическую структуру и хранится в базе данных (БД). Для работы с конфигурацией написан специальный пакет программ. В него входят программа для её создания и загрузки в БД и программа для её извлечения из БД и загрузки в электронику. Программа для загрузки в электронику позволяет в интерактивном режиме произвести загрузку всей выбранной конфигурации или её части. Для загрузки конфигурации ПТ в начале серии заходов программа записи событий вызывает библиотечную функцию из этого пакета и передаёт ей номер требуемой конфигурации. Загрузка в блоки ПТ, расположенные в КЛЮКВе, осуществляется по магистрали КЛЮКВы через интерфейс КАМАК-КЛЮКВА. После загрузки каждой части конфигурации делается её проверка путём чтения загруженной конфигурации и сравнения с исходной. В случае ошибки дальнейшая загрузка конфигурации и запуск серии заходов прекращаются. До сих пор таких ошибок не возникало.

Калориметр. Конфигурация логики калориметра (ЛК) подробно описана в работе [53] и представляет из себя восемь описаний аргументов ARG1–ARG8. Каждое описание состоит из пяти условий, при выполнении одного из которых аргумент считается сработавшим. Каждое условие состоит из 12 критериев, задаваемых числами от 1 до 21, где 1 означает, что критерий выключен. Первые 11 объединяются по И, причём первые четыре из них, ограничивающие

число сработавших кластеров, объединяются по ИЛИ. Если все критерии данного условия выключены, оно не рассматривается. Если в каком либо из аргументов включён 12-й критерий (ранее не использовался), то ARG1 становится аналогом аргумента TDLA, включающим все (а не только «большие») углы, а остальные аргументы равны нулю. Описанная конфигурация заносится в БД вручную, например, с помощью программы `mysql-query-browser`.

Для формирования массивов с масками для блока ЛК, описанных в разделе 2.3.1, программе создания конфигурации передаётся номер конфигурации ЛК, по которому она извлекает её из БД и в виде трёхмерного массива целых чисел размерностью $5 \times 12 \times 8$ передаёт в функцию, написанную на Фортране в рамках работы [53]. Вычисленные ей массивы сохраняются в БД с тем же номером конфигурации. Чтение большого массива из блока ЛК, осуществляемое в ходе проверки загруженной конфигурации, осуществляется в два этапа и занимает много времени (чуть больше минуты). Потому для уменьшения общего времени загрузки запись конфигурации (занимает около 15 с) делается только в случае неудачной проверки загруженной конфигурации. В работе [53] упоминалось, что такие неудачи были, однако нами до настоящего времени таких случаев замечено не было.

Помимо ЛК конфигурация ПТ калориметра включает в себя программируемые пороги (0..255) на энерговыделения в калориметре для аргументов ET1–ET6 и ELA1, ELA2. Они также передаются программе создания конфигурации и записываются в БД. В электронике они хранятся в блоке порогов на энерговыделения.

Кроме того, для описанного в следующем разделе моделирования работы ПТ калориметра, используются (в МэВ): порог на сигнал строба ST и его среднеквадратичный разброс σ_{ST2} , среднеквадратичный разброс энерговыделения в башне σ_{ST1} , а также пороги и их среднеквадратичные разбросы для вычисления аргументов ET1–ET6 и ELA1, ELA2. Они также передаются программе создания конфигурации и записываются в БД.

Трековая система. Комбинации срабатывания слоёв для аргументов DCC логики слоёв (ЛС) задаются в символьной форме. Для формирования массивов с масками для блока ЛС каждая символьная запись передаётся программе со-

здания конфигурации ПТ, где в случае её удачной расшифровки формируется массив масок. Каждой маске соответствует однобитовое значение "0" или "1", где "1" говорит о том, что данная комбинация срабатываний слоёв удовлетворяет соответствующему аргументу ДСС, а "0" — нет. По окончании вычисления массивов они вместе с символьными записями заносятся в БД. В электронике конфигурация ТС хранится в блоке ЛС, и помимо четырёх массивов с масками включает в себя программируемые задержки (0..255) для аргументов ДСС, СС, ST и STF. Они также передаются программе создания конфигурации и записываются в БД.

Блок масок. Конфигурация срабатывания масок ПТ FLT1–FLT10 заносится в БД вручную. Каждая маска состоит из 48 аргументов: "1" означает, что аргумент включён в маску, "0" — нет. Маска срабатывает, при срабатывании всех включённых в неё аргументов. Программа загрузки в электронику извлекает конфигурацию из БД в виде двумерного массива 10×48 однобитовых масок и десяти коэффициентов деления для них (0..255) и загружает их в блок масок.

Блок решений. Конфигурация участвующих в запуске событий масок ПТ FLT1–FLT10 заносится в БД вручную в виде десятибитовой маски. Программа загрузки в электронику извлекает её из БД и записывает в блок решений, расположенный в крейте КАМАК, путём установки соответствующих битов маски, используемой для управления блоком решений.

Калибровочный генератор. Частота запусков калибровочного генератора имеет допустимые значения 0, 0.1, 1, 100, 1000 и 5000 и заносится в БД вручную. Программа загрузки в электронику извлекает её из БД и при ненулевом значении записывает в блок калибровочного генератора, находящийся в крейте КАМАК, закрывая при этом все его выходы кроме выхода на блок решений и открывая вход блока решений, путём установки соответствующего бита в его маске.

Блок блокировок. Конфигурация блока блокировок состоит из длительности и задержки (0..1024) для каждой из трёх блокировок с коллайдера ВЭПП-2000 и заносится в БД вручную. Программа загрузки в электронику

извлекает их из БД и заносит в блок блокировок, расположенный в крейте КАМАК.

Служебные пороги. Для работы некоторых систем детектора (калориметра, внешней системы и др.) необходимо задание служебных порогов. Всего имеется восемь программируемых служебных порогов ($-32767..32768$), которые вручную заносятся в БД. Программа загрузки в электронику извлекает их из БД и по очереди заносит в блок служебных порогов, расположенный в крейте КАМАК.

2.6 Моделирование работы

Используемые для работы ПТ пороги в электронике размыты вследствие неидеальности её работы. Поэтому при анализе экспериментальных данных, требуется вычислить аргументы «расчётного» триггера с завышенными порогами (при нулевом разбросе), чтобы гарантировать превышение соответствующих порогов в данных. Для корректного определения эффективности регистрации событий требуется таким же образом вычислить аргументы ПТ и в моделировании. Кроме того, программное вычисление аргументов триггера позволяет проверить правильность его работы в эксперименте, путём сравнения с аргументами, полученными аппаратно, и находящимися в файле с событиями.

Программное обеспечение детектора СНД имеет модульную организацию. Модули выполняются последовательно, а обмен информацией между ними осуществляется через специальное хранилище в оперативной памяти компьютера. В начале каждого захода информация о конфигурации ПТ извлекается из базы данных (БД) и складывается в хранилище. Если в задании обрабатывается несколько заходов, то извлекаются изменившиеся (если есть) части конфигурации для текущего захода. Перед началом обработки событий модули ПТ получают из хранилища необходимую часть конфигурации. Затем для каждого события они вычисляют соответствующие аргументы и складывают их в хранилище, откуда впоследствии аргументы могут записываться в файл вместе с другой информацией о событии. Последовательность этих модулей выполняется как при моделировании событий (с используемыми в эксперименте

порогами), так и при обработке моделирования и эксперимента для вычисления «расчётного» триггера.

2.6.1 Калориметр

Модуль, вычисляющий аргументы ПТ калориметра, имитирует работу соответствующих блоков электроники ПТ. В моделированных событиях энерговыделения в счётчиках калориметра вычисляются при моделировании прохождения частиц через вещество детектора и затем корректируются с учётом известных неоднородностей световых выходов кристаллов NaI(Tl), шумов и неточностей калибровки каналов электроники. В экспериментальных событиях используется информация, считанная с АЦП, обслуживающих спектрометрические каналы калориметра. Перевод кодов АЦП в энерговыделения осуществляется с помощью калибровочных коэффициентов, полученных по событиям $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, с точностью около 1%. Средний шум в спектрометрическом канале равен 0.5 МэВ. Для получения триггерного сигнала «энерговыделение в башне» нужно просуммировать сигналы с 12 счётчиков, учитывая при этом разброс коэффициентов усиления для разных счётчиков и дополнительные шумы в триггерном канале. На дальнейшее суммирование в полное энерговыделение влияет разброс коэффициентов преобразования сигналов с разных башен. В настоящей версии программы реализован упрощённый подход к моделированию шумов и разброса каналов, который не учитывает характеристик отдельных счётчиков.

Для получения 160 логических сигналов *Tower* используется следующая процедура. Входными данными для модуля являются подготовленные другим (вспомогательным) модулем энерговыделения в башнях калориметра — просуммированные энерговыделения 12 счётчиков, соответствующих каждой башне. К каждой сумме добавляется случайное число, распределенное по гауссу, с сигмой σ_{ST1} , которая характеризует как разброс коэффициентов преобразования суммируемых 12 каналов, так и шумы в этих каналах. Затем полученное энерговыделение в башне сравнивается с порогом $th_{ST} + r_{ST}$, где r_{ST} — случайное число с сигмой σ_{ST2} . σ_{ST2} характеризует разброс порогов для раз-

ных башен. Полученный массив 160 логических переменных, используется для вычисления сигналов *SEC*, *SECLA*, *RING*, *TSLA* и *ST*, описанных в разделе 2.3.

Сигнал полного энерговыделения вычисляется как сумма энерговыделений со всех счётчиков без добавления какого-либо разброса. Для вычисления аргументов триггера ET1–ET6 полное энерговыделение сравнивается с порогами $th_{ET_i} + r_{ET_i}$, $i = 1..6$. Здесь r_{ET_i} — случайное число с сигмой σ_{ET_i} . σ_{ET_i} характеризует размытие сигнала полного энерговыделения за счёт всех перечисленных выше эффектов. Аналогично вычисляются аргументы триггера ELA1, ELA2.

Величины используемых порогов ($th_{ET1}-th_{ET6}$, th_{ELA1} , th_{ELA2} , th_{ST}), их сигмы ($\sigma_{ET1}-\sigma_{ET6}$, σ_{ELA1} , σ_{ELA2} , σ_{ST2}) и сигма шума (σ_{ST1}) получают модулем из хранилища.

Для вычисление аргументов логики калориметра, модуль получает из хранилища четыре массива однобайтовых чисел, которыми заполнены ОЗУ логики калориметра, изображённые на Рисунке 2.7. Из сигналов *SEC*, *SECLA* и *RING* формируются адреса для ОЗУ. Далее полностью имитируется работа электронного блока и вычисляются аргументы TDLA и ARG1–ARG8.

2.6.2 Трековая система

Аргументы DCC1–DCC4 вычисляются модулем логики слоёв (ЛС). Используемая им конфигурация из хранилища состоит из четырёх массивов с масками, имеющими ненулевые выходные значениями, сформированных при извлечении из БД. При обработке каждого события модуль ЛС извлекает из хранилища номера сработавших проволочек ТС и формирует вектор из девяти элементов: "0" означает, что данный слой камеры не сработал, а "1" — сработал. Далее этот вектор переводится в число, которое затем ищется в указанных массивах. При наличии в массиве искомого числа соответствующий аргумент объявляется сработавшим.

2.6.3 Мюонная система

Аргументы мюонной системы АСТ и ас_т вычисляются соответствующим модулем. Входными данными для модуля являются срабатывания трубок и аппаратных ДА-НЕТов для модулей трубок и сцинтилляционных счётчиков мюонной системы. По срабатываниям первых он формирует срабатывания модулей трубок, состоящих из 16 трубок. Модуль считается сработавшим при срабатывании в нём хотя бы одной трубки. Затем по ним формируется вектор срабатываний модулей. Для уменьшения просчётов срабатывания модулей к нему по ИЛИ добавляются со срабатываниям аппаратных ДА-НЕТов для них. По срабатываниям ДА-НЕТов сцинтилляционных счётчиков формируется вектор срабатываний счётчиков. Аргумент АСТ (совпадение сработавших модулей трубок и счётчиков) вычисляется по полученным векторам и считается сработавшим при выполнении одного из условий:

- сработали баррельный модуль трубок (кроме нижнего) и предыдущий и соответствующий ему счётчики;
- сработали нижний баррельный модуль трубок и соответствующий ему счётчик;
- сработали торцевой модуль трубок и один из соответствующих ему счётчиков.

2.6.4 Маски первичного триггера и вычисленный триггер

Маски ПТ FLT1–FLT10 вычисляются соответствующим модулем, запускающимся после описанных выше и использующим из хранилища конфигурацию входящих в маски аргументов.

Затем запускается модуль, вычисляющий срабатывание триггера по вычисленным маскам FLT1–FLT10 путём наложения на сформированное из них число маски блоки решений ПТ, также находящейся в хранилище. Вычисленное срабатывание триггера помещается в хранилище под именем FLT для моделированного или TRIN для «расчётного» триггера.

Наложение фоновых срабатываний, о котором пойдёт речь в следующей главе, делается при обработке файла с моделированными событиями. Поэтому записанные в нём моделированные срабатывания аргументов и самого триггера (FLT), в отличие от «расчётных», наложения не учитывают.

2.7 Пример конфигурации

Приведём пример конфигурации триггера, использованной в сканированиях 2011 и 2012 гг., по которым проводился анализ процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$, описанный в главе 4. При описании конфигурации использованы аргументы ПТ, перечисленные в Таблице 2.2. Знак "&" означает совпадение перечисленных аргументов.

– FLT1 = STF & ET5 & ARG1 & DCC2 & act.

По этой маске отбираются события упругого e^+e^- -рассеяния, используемые для оперативного измерения светимости во время набора данных.

- STF — сработал строб калориметра;
- ET5 — энерговыделение в калориметре $\gtrsim 400$ МэВ;
- ARG1 — наличие в калориметре двух сработавших коллинеарных секторов и двух колец с расколлинеарностью не более одного кольца;
- DCC2 — не менее четырёх срабатываний в пяти внутренних слоях ДК;
- act — не сработала внешняя система.

– FLT2 = STF & ELA1 & DCC1.

Здесь отбираются события, имеющие минимум один заряженный трек и значимое энерговыделение в области «больших углов». В этой маске не используются аргументы логики калориметра. Поэтому она используется для контроля её эффективности.

- ELA1 — энерговыделение в калориметре в области «больших углов» $\gtrsim 150$ МэВ;
- DCC1 — не менее пяти срабатываний слоёв ДК.

– FLT3 = STF & ET1 & ARG7 & DCC1.

Эта маска предназначена для отбора многочастичных событий, содержащих заряженные треки.

- ET1 — энерговыделение в калориметре $\gtrsim 200$ МэВ;
- ARG7 — не менее двух сработавших секторов в калориметре, два из которых расколлинеарны не более чем на четыре кольца.

– FLT4 = STF & ARG3 & ARG7 & DCC1.

Маска предназначена для отбора многочастичных событий, содержащих заряженные треки. Требуется наличие кластера в калориметре на большой угол. Здесь нет порога на энерговыделение в калориметре, поэтому проходящие события используются для измерения этих порогов.

- ARG3 — наличие кластера в калориметре в области углов $\theta > 54^\circ$.

– FLT5 = STF & ELA1 & DCC4.

Эта маска аналогична FLT2, но с требованием заряженного трека с большим углом — $\theta > 41^\circ$.

- DCC4 — срабатывание всех слоёв ДК.

– FLT6 = STF & ET3.

Маска предназначена для отбора событий с большим энерговыделением, например, многофотонных.

- ET3 — энерговыделение в калориметре $\gtrsim 300$ МэВ.

– FLT7 = STF & ET2 & ARG7.

Здесь энерговыделение в калориметре меньше, но добавлено требование наличия двух кластеров.

- ET2 — энерговыделение в калориметре $\gtrsim 250$ МэВ.

– FLT8 = STF & ARG3 & ARG7.

В этой маске нет требования на энерговыделение, но требуются минимум два кластера, один из которых на большой угол.

– FLT9 = STF & ET4.

Эта маска — аналог FLT6, но с бóльшим энерговыделением.

□ ET4 — энерговыделение в калориметре $\gtrsim 350$ МэВ.

– FLT10 = STF & ET5 & ARG2 & act.

Последней маской делается отбор событий процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ для оперативного измерения светимости.

□ ARG2 — наличие в калориметре двух башен с расколлинearностью не более одного сектора.

Маски FLT1 и FLT10 используются в системе сбора данных для оперативного измерения светимости и отбора событий для контроля подсистем детектора во время набора данных, а маски FLT2–FLT9 собственно для отбора полезных событий.

На Рисунке 2.11 показана эффективность срабатывания масок FLT2–FLT9 «расчётного» триггера (TRIN) для моделированных событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ до (квадратики) и после (точки) применения условий отбора. Видно, что для разных каналов процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ она почти не отличается. Неэффективность (не сработала ни одна из десяти масок) TRIN для изучаемых событий равна 0.02% до применения условий отбора и 0.003% после него. Первую можно считать систематической ошибкой эффективности срабатывания триггера.

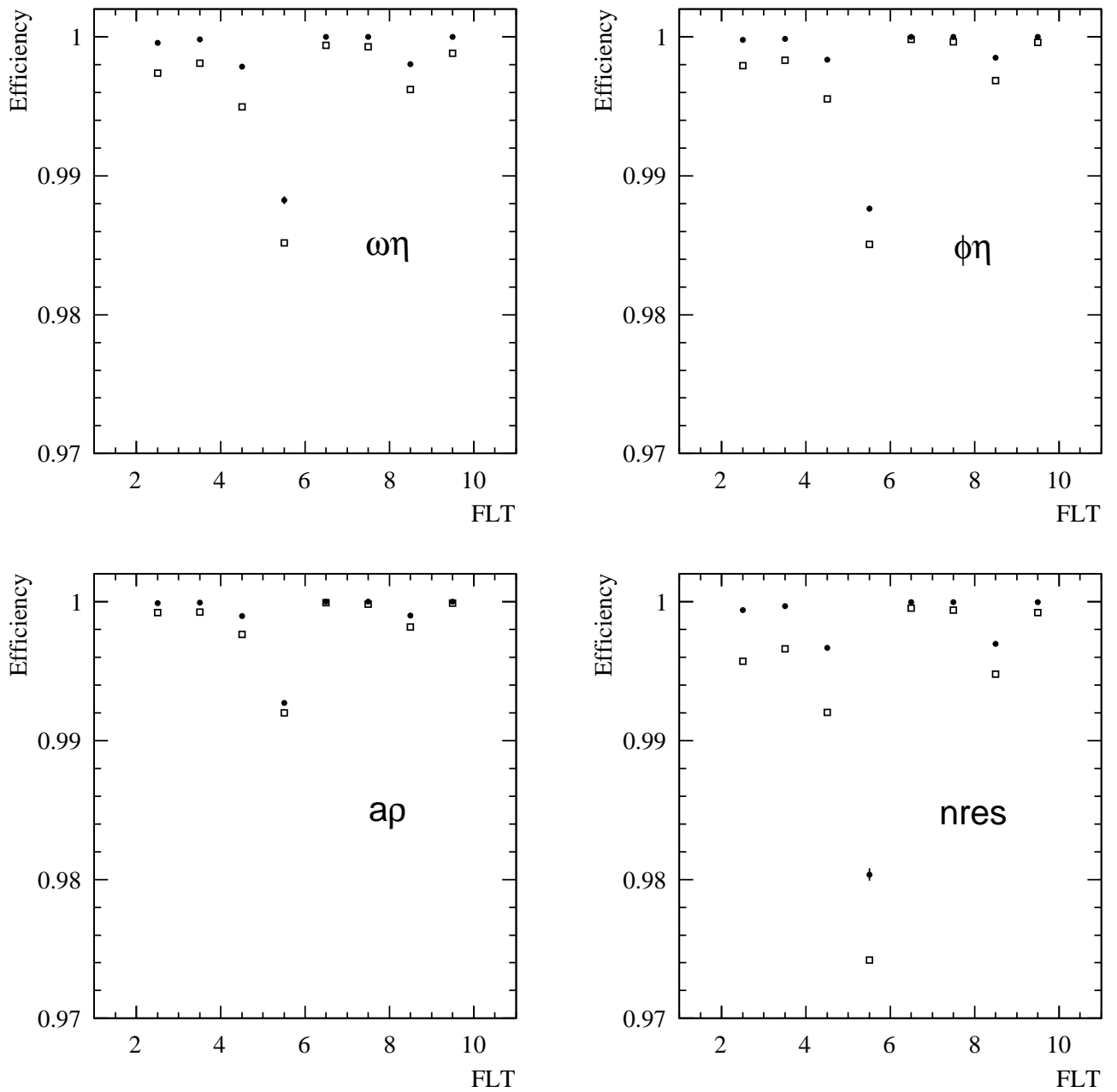


Рис. 2.11. Эффективность срабатывания масок FLT2–FLT9 «расчётного» триггера для моделированных событий разных каналов процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ до (квадратики) и после (точки) применения условий отбора

Глава 3

Учёт фоновых событий

При наборе данных на коллайдере ВЭПП-2000 большинство срабатываний систем детектора определяется выбывающими из пучков частицами. Вследствие этого возникают искажения отклика систем детектора, появляются «ложные» частицы при реконструкции событий: дополнительные треки в дрейфовой камере и фотоны в калориметре. Например, загрузка дрейфовой камеры треками достигает 100 кГц. Как говорилось в предыдущем разделе, характерное время выработки решения первичного триггера — 1 мкс. Отсюда вероятность наложения на трека на событие от изучаемых физических процессов составляет $\sim 10\%$. В зависимости от фоновых условий доля событий с «ложными» частицами может достигать 15%. При анализе физических процессов эффективность регистрации в основном определяется по моделированию изучаемого процесса, где изначально отсутствуют рассматриваемые наложения. Игнорирование их учёта может привести к существенной ошибке в определении эффективности регистрации, и, как следствие, к систематической ошибке в итоговых результатах.

Идея учёта наложений на детекторе СНД состоит в имитировании ложных срабатываний систем детектора при моделировании событий [54]. Вследствие непредсказуемости характеристик выбывающих из пучков частиц, срабатывания детектора от них не могут быть смоделированы. Поэтому для получения сигналов от них используются специальные события (поток *GCL*), записываемые при случайном запуске от внешнего генератора во время набора данных. Частота запусков от генератора составляет 0.6 Гц (до сезона 2017–2018 гг. она составляла 0.2 Гц). При таком подходе помимо событий от выбывающих из пучков частиц, составляющих подавляющее большинство, учитываются также события от космических частиц и других физических процессов, например, e^+e^- -рассеяния. В систему запуска для рассматриваемых фоновых событий, в отличие от использовавшейся в детекторе СНД на коллайдере ВЭПП-2М [55], была добавлена синхронизация внешнего генератора с моментом столкновения пучков. Это позволило исключить временной сдвиг при записи сигналов от

систем детектора. Более всего он влиял на относительно короткие сигналы с дрейфовой камеры, приводя к искажению или потере треков.

3.1 Наложение фоновых событий на моделирование

Имитация ложных срабатываний систем детектора при моделировании событий осуществляется путём добавления к каждому моделированному событию срабатываний систем детектора одного из записанных фоновых событий с последующей реконструкцией полученных событий. В связи с упомянутым в разделе 2 переходом на новое программное обеспечение возникла необходимость в написании новой программы для учёта фоновых событий.

При моделировании изучаемых физических процессов задаётся экспериментальная точка по энергии и количество событий. Каждая энергетическая точка включает множество экспериментальных файлов. Поскольку характеристики фоновых событий могут меняться на протяжении всего периода записи экспериментальных данных, то для каждого экспериментального файла создаётся отдельный файл — *GCL*-файл, куда помещаются выделенные из него фоновые события. Для соответствия моделирования экспериментальной фоновой загрузке из каждого *GCL*-файла для данной энергии берётся количество событий, рассчитанное по формуле

$$N_i = \frac{L_i}{L} N_{\text{МС}}, \quad L = \sum L_i, \quad (3.1)$$

где L_i — светимость для данного *GCL*-файла, L и $N_{\text{МС}}$ — суммарная светимость и полное число моделированных событий для данной энергии. При отсутствии требуемого количества событий, файл читается сначала.

Калориметр. Наложение фоновых срабатываний на моделированные срабатывания в калориметре делается следующим образом. Каждое фоновое срабатывание кристалла сравнивается со списком сработавших моделированных кристаллов. Если в списке кристалл с тем же номером отсутствует, то кристалл с фоновым срабатыванием добавляется к списку. Если же в списке кристалл с тем же номером есть и энергосодержание в нем меньше чем в фоновом кристалле, то он заменяется последним. Этот алгоритм определяется спецификой

работы оцифровывающих плат калориметра, где для определения амплитуды ищется максимум сигнала.

Дрейфовая камера. Каждое фоновое срабатывание проволоочки дрейфовой камеры сравнивается со списком сработавших моделированных проволоочек. Если в списке проволоочка с тем же номером отсутствует, то проволоочка с фоновым срабатыванием добавляется к списку. Если же в списке проволоочка с тем же номером есть и расстояние до неё от моделированной первичной ионизации в камере больше чем у фонового срабатывания, то моделированное срабатывание заменяется фоновым. Такой алгоритм связан с тем, что время срабатывания проволоочки определяется первым пришедшим на неё сигналом от первичной ионизации.

Пропорциональная камера. Каждое фоновое срабатывание полоски пропорциональной камеры сравнивается со списком сработавших моделированных полосок. Если в списке полоска с тем же номером отсутствует, то полоска с фоновым срабатыванием добавляется к списку. Если же в списке полоска с тем же номером есть и амплитуда её срабатывания меньше чем у фоновой полоски, то она заменяется последней.

Пропорциональные трубки мюонной системы. Каждое фоновое срабатывание трубки мюонной системы сравнивается со списком сработавших моделированных трубок. Если в списке трубка с тем же номером отсутствует, то трубка с фоновым срабатыванием добавляется к списку.

Сцинтилляционные счётчики мюонной системы. Сцинтилляционные счётчики объединены в четыре группы. К амплитуде каждой группы счётчиков добавляется амплитуда той же группы из фонового события. Время каждой группы счётчиков выбирается минимальным из времени для моделированной группы и группы из фонового события. Логические моделированные и фоновые ДА-НЕТы сцинтилляционных счётчиков складываются по ИЛИ.

Черенковские счётчики. Каждое фоновое срабатывание черенковского счётчика сравнивается со списком сработавших моделированных счётчиков.

Если в списке счётчик с тем же номером отсутствует, то счётчик с фоновым срабатыванием добавляется к списку. Если же в списке счётчик с тем же номером есть, то к его амплитуде добавляется амплитуда из фонового счётчика, а в качестве времени срабатывания ставится наименьшее из моделированного и фонового времён срабатывания.

3.2 Результаты подмешивания к моделированию

Рассмотрение результатов подмешивания наложений проведём на примере сканирования 2012 года.

На Рисунке 3.1 показаны распределения по вероятности наличия определённого числа фотонов и треков в фоновых событиях при энергии системы центра масс $E = 1.44$ ГэВ. Видно, что вероятность наличия хотя бы одного фотона или хотя бы одного трека менее 10%.

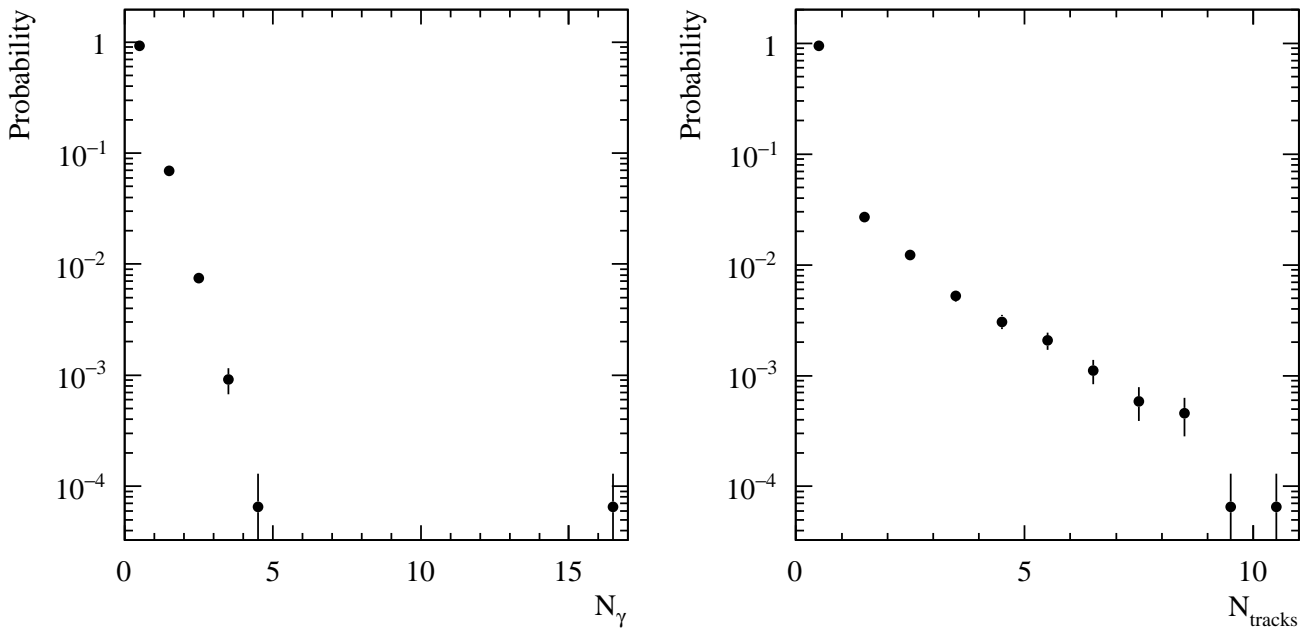


Рис. 3.1. Вероятность наличия определённого числа фотонов (слева) и треков (справа) в фоновых событиях при энергии $E = 1.44$ ГэВ

Процесс $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Распределение по числу фотонов и сработавших проволок дрейфовой камеры для процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ при энергии $E = 1.44$ ГэВ показано на Рисунке 3.2. При отборе требовалось отсутствие заряженных частиц и наличие не менее двух нейтральных частиц, две наиболее энергичные

из которых имеют энергии в диапазоне $(0.7-1.2)E/2$ и средний между ними полярный угол в диапазоне $45^\circ < \theta < 135^\circ$. Видно, что учёт наложений приводит к хорошему согласию эксперимента и моделирования. При энергии $E = 1.9$ ГэВ сравнение моделирования с экспериментом приведено в таблице:

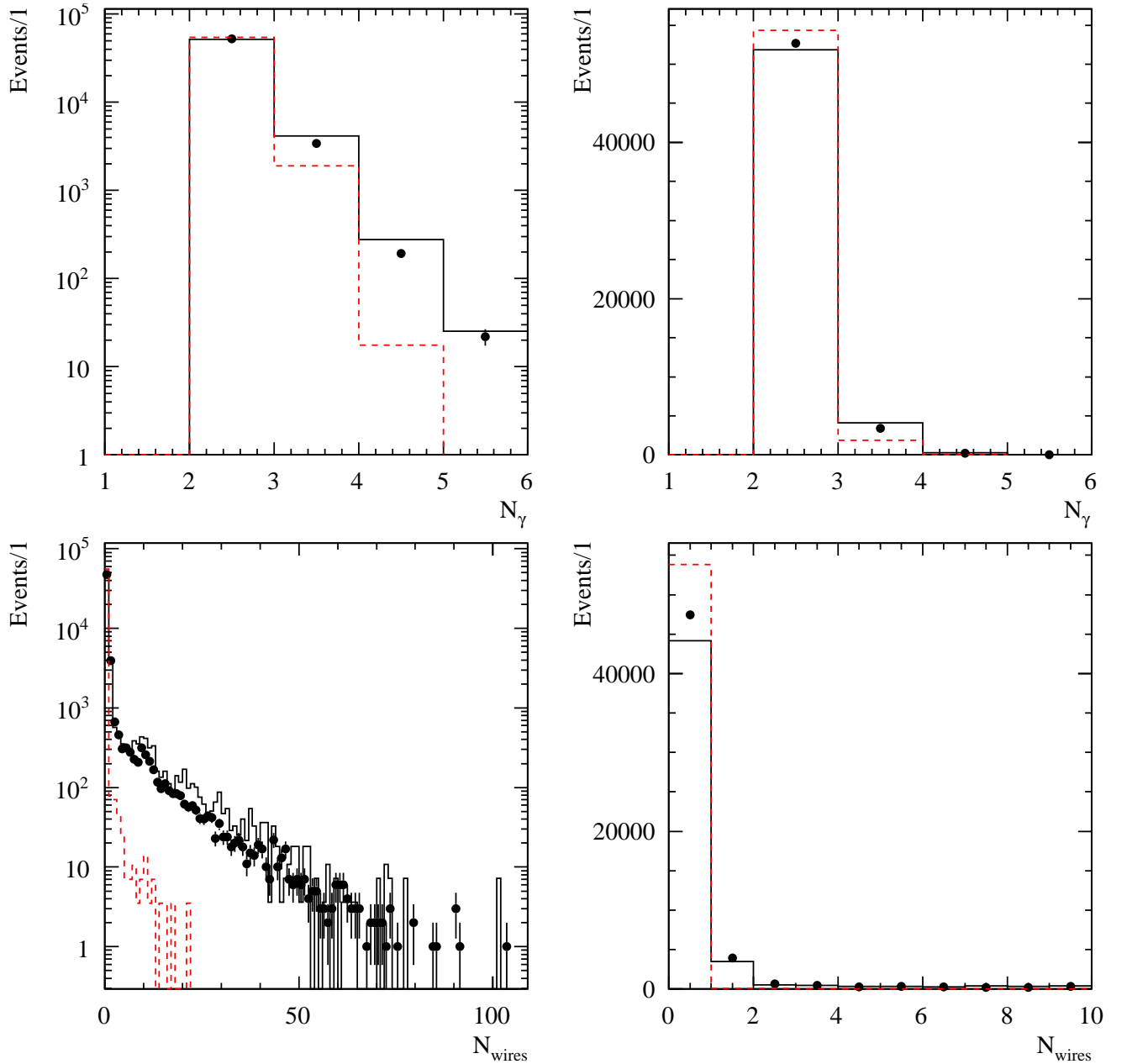


Рис. 3.2. Число фотонов (сверху) и сработавших проволочек (снизу) в событиях процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ при энергии $E = 1.44$ ГэВ в логарифмическом (слева) и линейном (справа) масштабах для эксперимента (точки с ошибками), моделирования с наложениями (сплошная гистограмма) и без них (пунктирная гистограмма)

Отбор	Доля событий, %		
	Без наложений	С наложениями	Эксперимент
Более двух фотонов	4.4 ± 0.2	11.9 ± 0.2	11.0 ± 0.2
Более трёх фотонов	0.07 ± 0.02	0.82 ± 0.05	0.90 ± 0.05
Более четырёх проволочек	0.13 ± 0.03	9.42 ± 0.2	6.2 ± 0.1

Из неё видно хорошее согласие с экспериментом моделирования ложных фотонов при учёте наложений. Вылетающие из пучка частицы в основном дают нецентральные треки, в то время как реконструкция настроена на поиск центральных треков. Таким образом, разница в числе лишних проволочек между экспериментом и моделированием может объясняться требованием отсутствия треков при отборе событий.

На Рисунках 3.3,3.4 показано сравнение энергвыделения в калориметре для экспериментальных, моделированных с наложениями и без них событий при той же энергии. Добавление фоновых событий к моделированию смещает спектр вправо (Рисунок 3.3) и улучшает согласие моделирования с экспериментом (Рисунок 3.4).

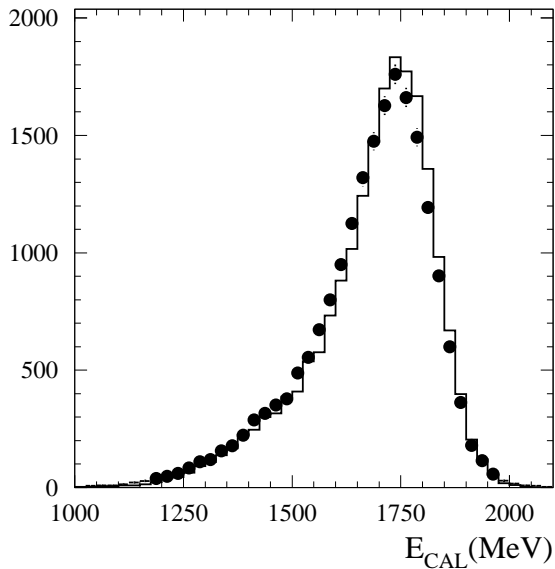


Рис. 3.3. Энергвыделение в калориметре для моделированных с наложениями (гистограмма) и без них (точки с ошибками) событий процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ при энергии $E = 1.9$ ГэВ

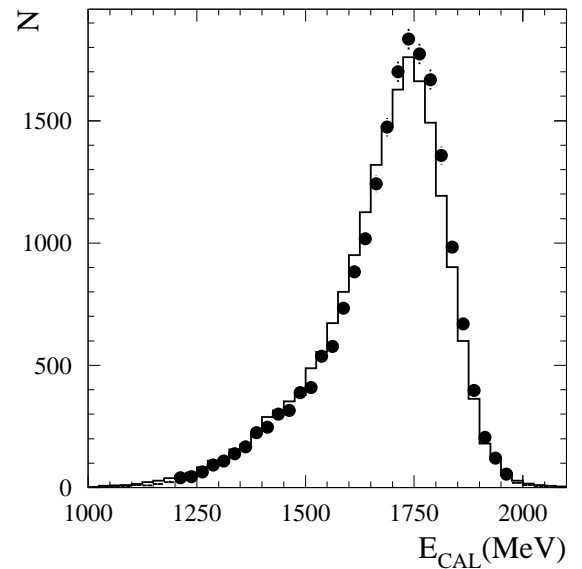


Рис. 3.4. Энергвыделение в калориметре для экспериментальных (точки с ошибками) и моделированных с наложениями (гистограмма) событий процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ при энергии $E = 1.9$ ГэВ

Процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Распределение по числу треков для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ при энергии $E = 1.44$ ГэВ показано на Рисунке 3.5. При отборе требовалось наличие не менее двух летящих из центра детектора заряженных частиц, две наиболее энергичные из которых имеют энергии в диапазоне $(0.7-1.2)E/2$ и средний между ними полярный угол в диапазоне $45^\circ < \theta < 135^\circ$. Учёт наложений сокращает разницу в числе лишних треков между экспериментом и моделированием с 9 до 3.4%. Оставшаяся разница происходит от других эффектов, таких как возникновение ложных треков из-за взаимной наводки между соседними секторами в камере при большом сигнале, неточный учёт наложения фонового срабатывания на моделированное и неточность самого моделирования, например в количестве δ -электронов. Этот эффект неполной компенсации количества лишних треков следует учитывать при анализе событий с заряженными частицами.

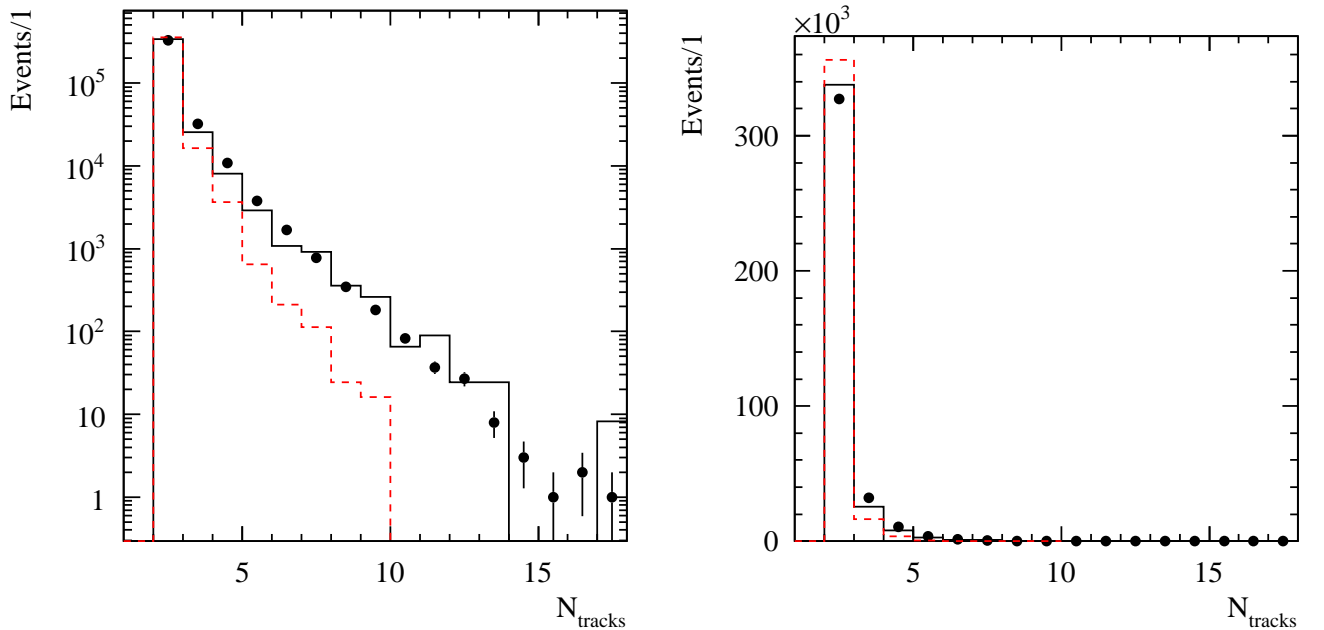


Рис. 3.5. Число треков в событиях процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ при энергии $E = 1.44$ ГэВ в логарифмическом (слева) и линейном (справа) масштабах для эксперимента (точки с ошибками), моделирования с наложениями (сплошная гистограмма) и без них (пунктирная гистограмма)

Процесс $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$. Распределение по числу треков для процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ с распадом $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ при энергии $E = 1.44$ ГэВ показано на Рисунке 3.6. При отборе событий требовалось наличие не менее четырёх фотонов и не менее двух летящих из центра детектора заряженных частиц.

Для каждой комбинации из них делалась кинематическая реконструкция в гипотезе $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, характеризуемая параметром χ^2 . При реконструкции требовалось выполнение закона сохранения полной энергии и импульса системы и совпадение инвариантных масс пар фотонов с табличной массой π^0 -мезона. Выбиралась комбинация с наименьшим χ^2 и требовалось, чтобы он был меньше 30. После чего на инвариантную массу отдачи π^0 -мезона с наибольшей энергией накладывалось требование нахождения в диапазоне с табличной массой ω -мезона: $0.75 < M_{\pi^0}^{rec} < 0.85$ ГэВ. Учёт наложений в данном процессе сокращает разницу в числе лишних треков между экспериментом и моделированием с 5 до 1.6%. Здесь эта разница меньше, чем в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, т. к. пионы дают меньше δ -электронов, в результате меньше число лишних треков.

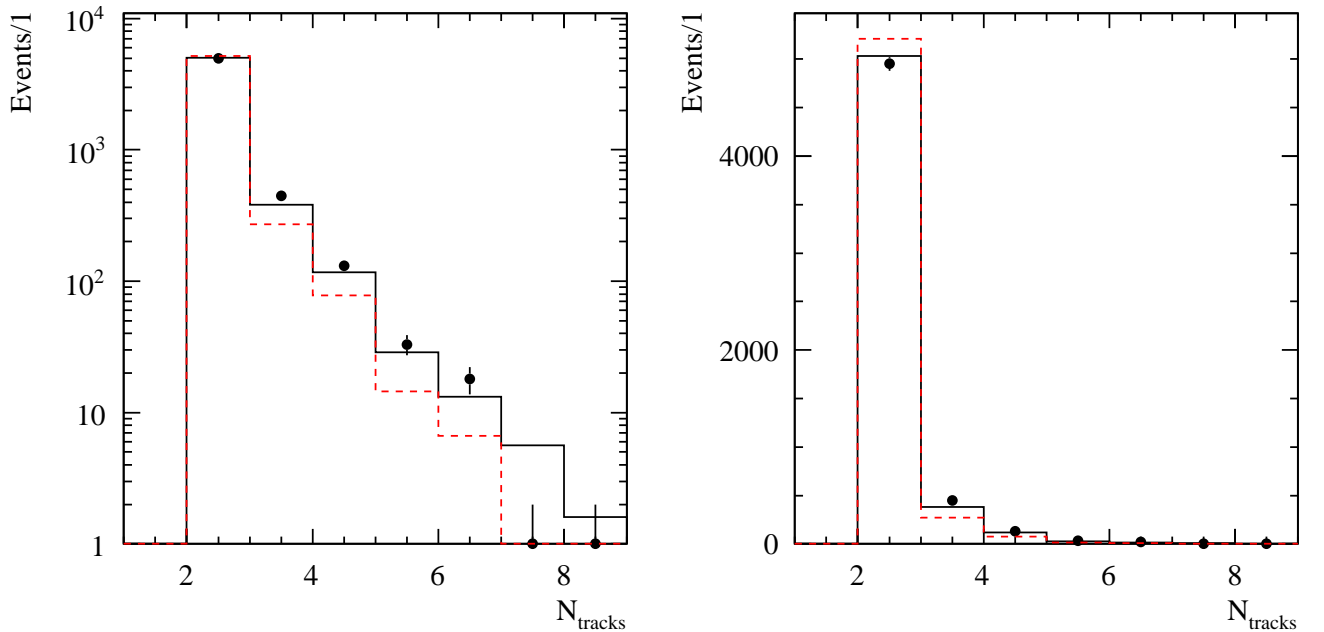


Рис. 3.6. Число треков в событиях процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ при энергии $E = 1.44$ ГэВ в логарифмическом (слева) и линейном (справа) масштабах для эксперимента (точки с ошибками), моделирования с наложениями (сплошная гистограмма) и без них (пунктирная гистограмма)

Процесс $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$. На Рисунке 3.7 показано сравнение моделированного энерговыделения в калориметре (E_{CAL}) с наложениями и без них для событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ при энергии $E = 1.9$ ГэВ. Видно, что наложения смещают спектр в сторону большего энерговыделения. При рассматриваемой энергии полное энерговыделение определяется антинейтроном (нейтрон даёт примерно в 100 раз меньшее энерговыделение). Для данного процесса нет экс-

периментальных данных с достаточной для сравнения статистикой, поэтому оно приведено только для моделирования. На Рисунке 3.8 показано сравнение эффективности регистрации, полученной по моделированию с наложениями и без них. При анализе процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ для отбрасывания фона (включая наложения) при отборе событий используется высокий порог $E_{\text{CAL}} > 1.05E/2$. Поэтому учёт наложений важен, так как на 15% увеличивает эффективность как видно из рисунка, за счёт указанного выше смещения спектра по E_{CAL} [56].

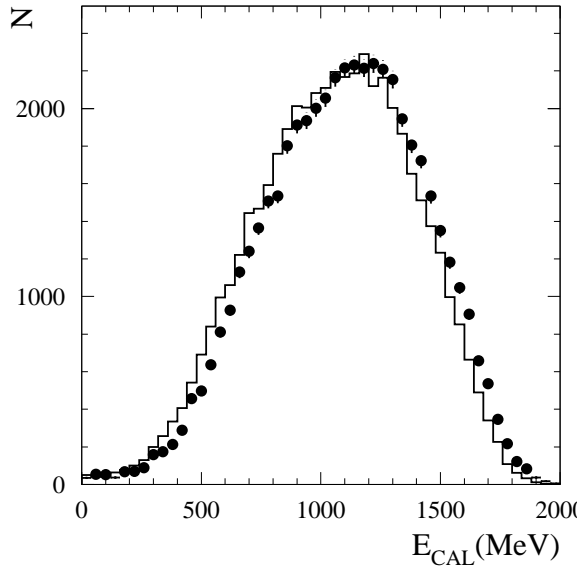


Рис. 3.7. Моделированное энерговыделение в калориметре событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ при энергии $E = 1.9$ ГэВ с наложениями (точки с ошибками) и без них (гистограмма)

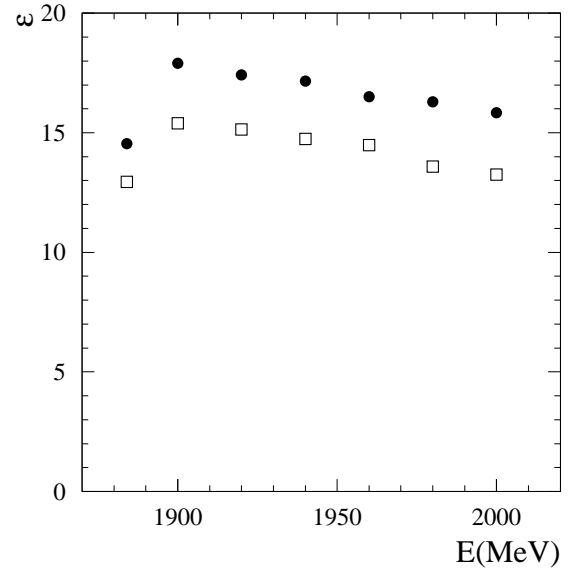


Рис. 3.8. Эффективность регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ по моделированию с наложениями (точки) и без них (квадратики)

Глава 4

Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$

В работе изучается процесс

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta \text{ с распадом } \pi^0/\eta \rightarrow \gamma\gamma \quad (1)$$

по данным, набранным в эксперименте с детектором СНД [42] в области энергии $E < 2$ ГэВ, доступной для коллайдера ВЭПП-2000 [7]. Процесс состоит из суммы следующих процессов с различными промежуточными состояниями:

$$e^+e^- \rightarrow \omega\eta \rightarrow 3\pi\eta, \quad (2)$$

$$e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow 3\pi\eta, \quad (3)$$

$$e^+e^- \rightarrow a_0\rho \rightarrow 3\pi\eta, \quad (4)$$

$$e^+e^- \rightarrow nres \rightarrow 3\pi\eta. \quad (5)$$

В последнем процессе, обозначенном как *nres*, в конечном состоянии $3\pi\eta$ никакой структуры не выявлено. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$ было измерено ранее на детекторах BABAR [57] (в канале $\omega, \eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$), СНД [17] и КМД-3 [32] (в том же канале, что в данной работе). Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ измерялось ранее на детекторе BABAR в каналах $\phi \rightarrow K^+K^-$, $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [26], $\phi \rightarrow K^+K^-$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ [18] и $\phi \rightarrow K_S K_L$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ [28]. Сечения процессов (4) и (5) были обнаружены на СНД [19] и вместе с процессом (1) позднее измерены на детекторе КМД-3 [32] в том же канале, что в данной работе.

В настоящей работе в одном эксперименте измерены полное сечение процесса (1) и его основные составляющие процессы (2), (3) и сумма (4) и (5).

4.1 Экспериментальные данные и моделирование

В данной работе анализировались экспериментальные данные с интегральной светимостью 27 пб^{-1} , записанные детектором СНД [42] на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 [7] в 2011, 2012 гг. в 40 энергетических точках выше порога изучаемой реакции (см. раздел 1.3). Точность измерения энергии коллайдера составила 6 МэВ для сканирования 2011 года и 2 МэВ — для 2012

года (см. раздел 1.1). Для удобства дальнейшего анализа 40 энергетических точек были сгруппированы в 13 интервалов шириной 50 МэВ, перечисленных в Таблице 4.1. Средняя энергия в каждом них усреднялась пропорционально ожидаемому числу событий в точках по энергии по следующей формуле

$$\bar{E}_i = \sum E_j L_j \sigma_{\text{vis}}(E_j) / \sum L_j \sigma_{\text{vis}}(E_j), \quad (4.1)$$

где суммирование идёт по точкам, входящим в i -й интервал, E_j и L_j — энергия и интегральная светимость j -й точки, σ_{vis} — расчётное видимое сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$, определённое в разделе 4.7.

Таблица 4.1. Средняя энергия (\bar{E}) указанного рядом интервала, интегральная светимость (L), число отобранных событий (N), радиационная поправка ($1 + \delta$) и эффективность регистрации (ε) для процесса (1). Для N и ε приведены статистическая и систематическая неопределённости, для $1 + \delta$ — систематическая неопределённость

\bar{E} (ГэВ)	L (нб ⁻¹)	N	$1 + \delta$	ε (%)
1.361 [1.340–1.394)	2082	$-37 \pm 15 \pm 7$	0.81 ± 0.00	$9.3 \pm 0.3 \pm 0.6$
1.424 [1.394–1.444)	2256	$35 \pm 19 \pm 16$	0.86 ± 0.01	$10.5 \pm 0.2 \pm 0.7$
1.461 [1.444–1.494)	1095	$38 \pm 16 \pm 4$	0.86 ± 0.01	$11.1 \pm 0.2 \pm 0.8$
1.511 [1.494–1.544)	2193	$146 \pm 27 \pm 16$	0.86 ± 0.01	$11.0 \pm 0.1 \pm 0.8$
1.558 [1.544–1.594)	1024	$95 \pm 19 \pm 2$	0.85 ± 0.01	$11.6 \pm 0.1 \pm 0.8$
1.613 [1.594–1.644)	1008	$246 \pm 26 \pm 7$	0.84 ± 0.00	$11.9 \pm 0.1 \pm 0.8$
1.665 [1.644–1.694)	1854	$941 \pm 44 \pm 11$	0.86 ± 0.01	$12.1 \pm 0.0 \pm 0.8$
1.710 [1.694–1.744)	1540	$703 \pm 40 \pm 11$	0.93 ± 0.00	$12.3 \pm 0.0 \pm 0.8$
1.756 [1.744–1.794)	1722	$538 \pm 40 \pm 11$	1.00 ± 0.01	$11.9 \pm 0.1 \pm 0.8$
1.815 [1.794–1.844)	2929	$614 \pm 47 \pm 21$	1.05 ± 0.01	$11.7 \pm 0.0 \pm 0.8$
1.873 [1.844–1.894)	2678	$511 \pm 43 \pm 22$	1.05 ± 0.03	$11.9 \pm 0.1 \pm 0.8$
1.921 [1.894–1.944)	3702	$596 \pm 48 \pm 23$	1.06 ± 0.03	$11.8 \pm 0.0 \pm 0.8$
1.977 [1.944–2.000)	2930	$343 \pm 42 \pm 21$	1.15 ± 0.10	$11.3 \pm 0.1 \pm 0.8$

Моделирование процессов (2)–(5) и основного фонового процесса

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0 \quad (4.2)$$

проводилось методом Монте-Карло с помощью генератора событий, созданного в работе [58]. Его основной особенностью является раздельное описание лептонной ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma^*$) и адронной ($\gamma^* \rightarrow hadrons$) частей матричного элемента в виде соответствующих тензоров, свёртка которых осуществляется внутри программы. Удобство такого подхода состоит в том, что адронный тензор, как

правило, выглядит гораздо проще его свёртки с лептонным тензором, что в свою очередь существенно упрощает программирование и позволяет легко менять физическую модель процесса и добавлять новые процессы.

Диаграмма для процессов (2) и (3) в модели векторной доминантности показана на Рисунке 4.1 (слева). Конечное состояние $\pi^+\pi^-\pi^0\eta$ является изоскалярным, поэтому в качестве резонанса V , указанного на рисунке, могут быть $\omega(1420)$, $\omega(1650)$ и $\phi(1680)$. Адронные токи этих процессов и фонового процесса (4.2) описаны в работе [58].

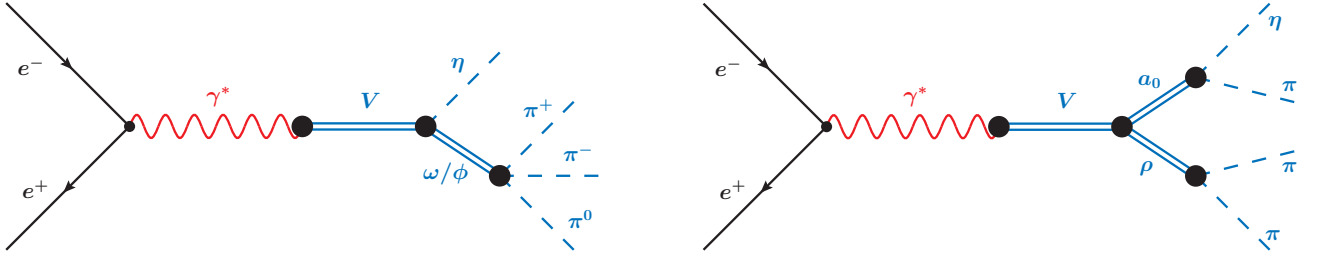


Рис. 4.1. Диаграммы процессов $e^+e^- \rightarrow (\omega/\phi)\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ (слева) и $e^+e^- \rightarrow a_0\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ (справа) в модели векторной доминантности

Диаграмма для процесса (4) в модели векторной доминантности показана на Рисунке 4.1 (справа). Адронный ток для него в предположении, что a_0 и ρ находятся в S -волне, задаётся следующим образом

$$\begin{aligned} J_{a_0\rho}^\mu(p_\eta, p_{\pi^+}, p_{\pi^-}, p_{\pi^0}) &= \\ &= BW_\rho \left((p_{\pi^+} + p_{\pi^0})^2 \right) BW_{a_0} \left((p_\eta + p_{\pi^-})^2 \right) (p_{\pi^0} - p_{\pi^+})^\mu + \\ &+ BW_\rho \left((p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2 \right) BW_{a_0} \left((p_\eta + p_{\pi^0})^2 \right) (p_{\pi^+} - p_{\pi^-})^\mu + \\ &+ BW_\rho \left((p_{\pi^-} + p_{\pi^0})^2 \right) BW_{a_0} \left((p_\eta + p_{\pi^+})^2 \right) (p_{\pi^-} - p_{\pi^0})^\mu \end{aligned}$$

где

$p_\eta, p_{\pi^+}, p_{\pi^-}, p_{\pi^0}$ — импульсы $\eta, \pi^+, \pi^-, \pi^0$ соответственно,

$$Q = p_\eta + p_{\pi^+} + p_{\pi^-} + p_{\pi^0}, \quad BW_{a_0}(p^2) = \frac{m_{a_0}^2}{p^2 - m_{a_0}^2 + im_{a_0}\Gamma_{a_0}},$$

$$BW_\rho(p^2) = \frac{m_\rho^2}{p^2 - m_\rho^2 + i\sqrt{p^2}\Gamma_\rho(p^2)} \text{ — функции Брейта—Вигнера,}$$

$$\Gamma_\rho(p^2) = \Gamma_\rho \frac{m_\rho^2}{p^2} \left(\frac{p_\pi^2(p^2)}{p_\pi^2(m_\rho^2)} \right)^{3/2}, \quad p_\pi^2(p^2) = \begin{cases} 0, & p^2 \leq 4m_\pi^2 \\ p^2/4 - m_\pi^2, & \text{иначе} \end{cases}.$$

В анализе используются формы распределений по параметрам рождающихся частиц, поэтому абсолютная нормировка тока (и сечения) не важна. Зависимость тока от Q^2 также не важна, так как зависимость борновского сечения от энергии ($\sqrt{Q^2}$), необходимая для моделирования радиационных поправок, задаётся снаружи (см. далее).

Для моделирования бесструктурного процесса (5) использовалась гипотеза процесса $e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \rho(1450)\pi$ с распадом $\rho(1450) \rightarrow \rho\eta$. Диаграмма для него в модели векторной доминантности показана на Рисунке 4.2. Адронный ток задаётся выражением

$$J_{\text{gres}}^\mu(p_\eta, p_{\pi^+}, p_{\pi^-}, p_{\pi^0}) = g^{\mu\mu'} \varepsilon_{\mu'\nu\alpha\beta} Q^\nu g^{\beta\beta'} \varepsilon_{\beta'\gamma\delta\tau} p_\eta^\gamma \times \\ \times \left[p_{\pi^+}^\alpha p_{\pi^0}^\delta p_{\pi^-}^\tau BW_{\rho'}((Q - p_{\pi^+})^2) BW_\rho((p_{\pi^0} + p_{\pi^-})^2) - \right. \\ \left. - p_{\pi^0}^\alpha p_{\pi^+}^\delta p_{\pi^-}^\tau BW_{\rho'}((Q - p_{\pi^0})^2) BW_\rho((p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2) + \right. \\ \left. + p_{\pi^-}^\alpha p_{\pi^+}^\delta p_{\pi^0}^\tau BW_{\rho'}((Q - p_{\pi^-})^2) BW_\rho((p_{\pi^+} + p_{\pi^0})^2) \right], \quad \rho' \equiv \rho(1450),$$

где $Q = p_\eta + p_{\pi^+} + p_{\pi^-} + p_{\pi^0}$ — импульс резонанса V , $BW_{\rho'}$ аналогичен BW_ρ с заменой $\rho \rightarrow \rho'$. Эта же гипотеза использовалась для моделирования суммарного процесса (4) и (5) и полного процесса (1). Значения масс и ширин резонансов брались из PDG [20].

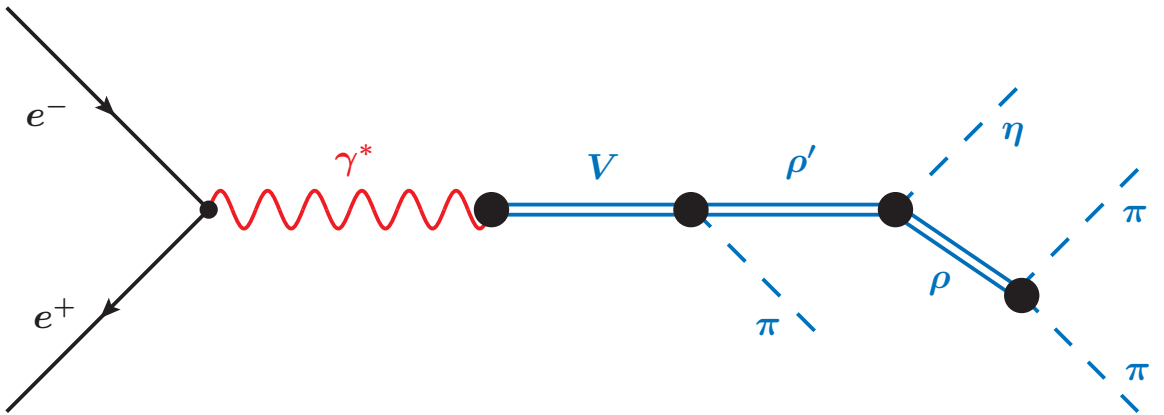


Рис. 4.2. Диаграмма процесса $e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \rho(1450)\pi$ с распадом $\rho(1450) \rightarrow \rho\eta$ в модели векторной доминантности

Моделирование учитывает радиационные поправки к начальным частицам, вычисленные согласно работе [59]. В частности, моделируется излучение дополнительного фотона из начального состояния с угловым распределением из работы [60]. Энергетические зависимости сечений процессов, необходимые

для моделирования радиационных поправок, брались из экспериментальных данных, аппроксимированных описанными в разделе 4.7.1 выражениями, с использованием итерационной процедуры.

На первом шаге для процесса (2) использовалось сечение из работы [57], для процесса (3) — из работы [18]. Поскольку к моменту начала данной работы экспериментальные данные по процессам (4), (5) и (1) (полученные в работе [32]) отсутствовали, то сечения для них на этом шаге задавались следующим образом. Для процесса (4) использовалось сечение, полученное описанием его вклада в распределение по массе отдачи η -мезона полиномом второй степени, предполагая отсутствие вклада от процесса (5). Для процесса (5) использовалось сечение, полученное описанием его вклада в распределение по массе отдачи η -мезона полиномом второй степени, при этом для вклада от процесса (4) использовалась моделированное распределение. Для суммарного процесса (4) и (5) использовалось сечение, для получения которого при энергии $E < 1.694$ ГэВ была взята эффективность по моделированию процесса (5) и процесса (4) — для остальных значений энергии. Для процесса (1) в первом приближении использовалось сечение, полученное по формуле (4.6) с использованием соотношения

$$N_i/\varepsilon_i = \sum_j N_j/\varepsilon_j, \quad j = 1..4, \quad (4.3)$$

где N_j и ε_j — число экспериментальных событий и эффективность регистрации каждого из процессов (2)–(5) для i -го энергетического интервала. Для фонового процесса (4.2) использовалось сечение из работы [61]. Затем по моделированию определяется эффективность регистрации, и измеряется борновское сечение, используя наши экспериментальные данные как описано в разделе 4.7.

На следующем шаге полученное борновское сечение используется для нового моделирования. В итерационной процедуре, вместо полного моделирования отклика детектора мы перевзвешиваем моделированные события, используя новое борновское сечение. Итерации прекращаются, когда изменение эффективности между двумя последовательными шагами не превышает 1%.

Для учёта относительных вкладов разных энергетических точек моделирование взвешивалось пропорционально ожидаемому числу событий, определённого по формуле (4.6) с использованием расчётного видимого сечения,

описанного в разделе 4.7. Для его вычисления использовались описанные выше данные по сечениям. По мере получения собственных измерений сечений, моделирование вновь перевзвешивалось с их использованием.

Взаимодействие родившихся при e^+e^- -аннигиляции частиц с веществом детектора моделируется с помощью пакета программ GEANT4 [62]. Моделирование учитывает изменение экспериментальных условий во время набора данных, например, наличие неработающих каналов в детекторе и пучковый фон. Учёт последнего подробно рассмотрен в главе 3.

4.2 Определение интегральной светимости

Для измерения светимости используется процесс упругого электрон-позитронного рассеяния $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, имеющий как и изучаемый процесс две заряженные частицы. События данного процесса выделяются с помощью следующих условий:

- 1) число треков заряженных частиц, вылетающих из места встречи, ≥ 2 ;
- 2) энерговыделение в калориметре заряженной частицы $> 0.6E_{\text{beam}}$, где E_{beam} — энергия пучка;
- 3) расстояние от трека до оси пучков $|d_0| < 1$ см;
- 4) z -координата ближайшей к оси пучков точки её траектории $|z_0| < 10$ см;
- 5) разница этих z -координат двух наиболее энергичных заряженных частиц $|z_{0_1} - z_{0_2}| < 5$ см;
- 6) на полярные углы $\theta_{1,2}$ двух наиболее энергичных заряженных частиц, измеряемые относительно оси столкновения пучков, накладываются условия
 - а) средний угол $\tilde{\theta} = (180^\circ - |\theta_1 - \theta_2|)/2 > 50^\circ$,
 - б) расколлинеарность $\Delta\theta = |\theta_1 + \theta_2 - 180^\circ| < 15^\circ$;
- 7) азимутальные углы $\phi_{1,2}$ для двух наиболее энергичных заряженных частиц удовлетворяют условию расколлинеарности $\Delta\phi = ||\phi_1 - \phi_2| - 180^\circ| < 10^\circ$;
- 8) требуется срабатывание «расчётного» триггера (см. раздел 2.6).

Условия (2)–(7) применяются для двух наиболее энергичных частиц в событии. Последнее условие отбирает события с таким же как для изучаемого процесса «расчётным» триггером. Это позволяет избавиться от неопределённости неэффективности срабатывания первичного триггера. Для сокращения части систематических неопределённостей при нормировке на светимость условия отбора были выбраны похожими на условия отбора полезных событий, описанные в следующем разделе.

Для вычисления эффективности регистрации и сечения электрон-позитронного рассеяния использовался Монте-Карло генератор BNWIDE [63]. Теоретическая неопределённость вычисления сечения в нём не хуже 0.5%.

Измеренная для каждого энергетического интервала интегральная светимость показана в Таблице 4.1.

Для оценки систематической неопределённости измерения светимости варьировались условия на средний полярный угол $\tilde{\theta}$ и ослаблялись требования на расколлинеарности по полярному ($\Delta\theta$) и азимутальному ($\Delta\phi$) углам. Гистограммы с полученными относительными изменениями светимости $\Delta L = 1 - L'/L\%$, где L (L') — светимость до (после) изменения условий отбора, для 42 энергетических точек (40 после слияния точек с одинаковой энергией) при разных вариациях условий отбора показаны на Рисунке 4.3. Видно, что к наибольшему изменению (1%) приводит ослабление требования расколлинеарности по азимутальному углу. Итоговая систематическая погрешность измерения светимости оценивается в 1%.

4.3 Условия отбора событий

Анализ проводится в моде распадов $\eta, \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ со следующими предварительными условиями отбора:

- требуется два или три центральных трека заряженных частиц, удовлетворяющих условиям
 - расстояние от траектории частицы до оси пучков $|d_0| < 1$ см;
 - z -координата ближайшей к оси пучков точки траектории частицы $|z_0| < 15$ см;

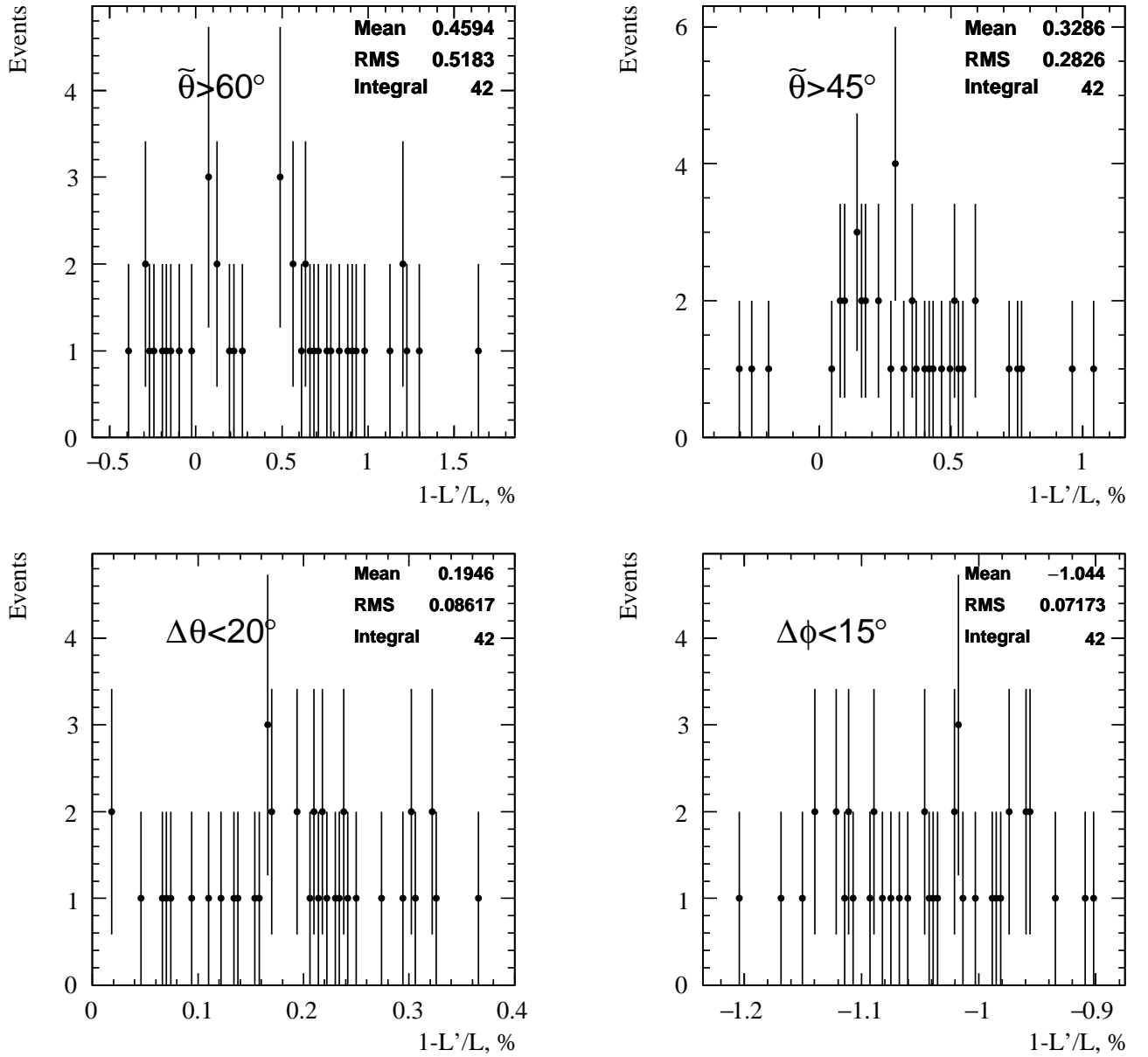


Рис. 4.3. Гистограммы с относительными изменениями светимости (в %) для разных вариаций условий отбора

- $|\Delta z_0| < 5$ см между всеми треками;
- число фотонов с энергией более 20 МэВ ≥ 4 ;
- энерговыделение в калориметре превышает 300 МэВ.

Ниже описываются основные условия отбора:

- по двум трекам находится вершина события и вычисляется параметр χ_r^2 , показывающий качество реконструкции общей точки вылета. В случае трёх треков в событии выбирается пара треков с наименьшим χ_r^2 . С учётом

найденной вершины события уточняются углы вылета заряженных частиц и фотонов;

- выбираются все комбинации из двух пар фотонов с инвариантными массами m_{12} (кандидат в π^0 -мезон) и m_{34} (кандидат в η -мезон), удовлетворяющими условиям $70 < m_{12} < 200$ МэВ/ c^2 и $400 < m_{34} < 700$ МэВ/ c^2 . Ширина диапазона для m_{12} соответствует приблизительно $\pm 3\sigma_{m_{12}}$, где $\sigma_{m_{12}}$ — среднеквадратичное отклонение распределения по m_{12} . Для них проводится кинематическая реконструкция событий в гипотезе конечного состояния $\pi^+\pi^-4\gamma$ (параметр $\chi_{2\pi 4\gamma}^2$), и выбираются комбинации с $\chi_{2\pi 4\gamma}^2 < 200$. Для них, в свою очередь, делается кинематическая реконструкция в гипотезе $\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$ (параметр $\chi_{3\pi 2\gamma}^2$), где требуется равенство инвариантной массы m_{12} массе π^0 -мезона [20]. Выбирается комбинация, дающая наименьший $\chi_{3\pi 2\gamma}^2$;
- по подправленным в результате последней кинематической реконструкции параметрам фотонов снова вычисляется инвариантная масса кандидата в η -мезон (M_η);
- для выбранной комбинации проводится кинематический фит с дополнительным требованием равенства инвариантной массы m_{34} массе η -мезона [20]. По энергии вновь реконструированного η -мезона вычисляется его масса отдачи (M_η^{rec});
- для выделения событий искомого процесса (1) накладываются условия $0.4 < M_\eta < 0.7$ ГэВ/ c^2 , $0.65 < M_\eta^{rec} < 1.45$ ГэВ/ c^2 и $\chi_{3\pi 2\gamma}^2 < 30$;
- главным источником фона является процесс (4.2). Для его идентификации выбираются двухфотонные пары — кандидаты в π^0 -мезоны — с инвариантными массами в диапазоне 70–200 МэВ/ c^2 . С ними проводится кинематическая реконструкция в гипотезе конечного состояния $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0(\gamma)$ (параметр $\chi_{4\pi(\gamma)}^2$), где допускается излучение дополнительного фотона начальными электроном или позитроном. При реконструкции требуется выполнение закона сохранения полной энергии и импульса системы и равенство инвариантных масс кандидатов в π^0 -мезоны массе π^0 -мезона [20]. Для

подавления фона от этого процесса ставится условие $\chi_{4\pi(\gamma)}^2 > 200$, отбрасывающее 90% его оставшихся событий и 40% событий искомого процесса.

Распределения по параметрам $\chi_{3\pi2\gamma}^2$ и $\chi_{4\pi(\gamma)}^2$ для экспериментальных и моделированных событий процессов (2) и (4.2) представлены на Рисунке 4.4. В последнем бине (при $\chi^2 = 200$) содержатся также все события, имеющие бóльшие значения параметра χ^2 и удовлетворяющие условию $\chi_{2\pi4\gamma}^2$ или $\chi_{4\pi(\gamma)}^2 < 200$. На Рисунке 4.4 (слева) ясно виден узкий пик в распределении вблизи нуля для одного из искомого процесса (2). Выбранное ограничение $\chi_{3\pi2\gamma}^2 < 30$ сохраняет 80% оставшихся событий искомого процесса и подавляет более половины фона от процесса (4.2).

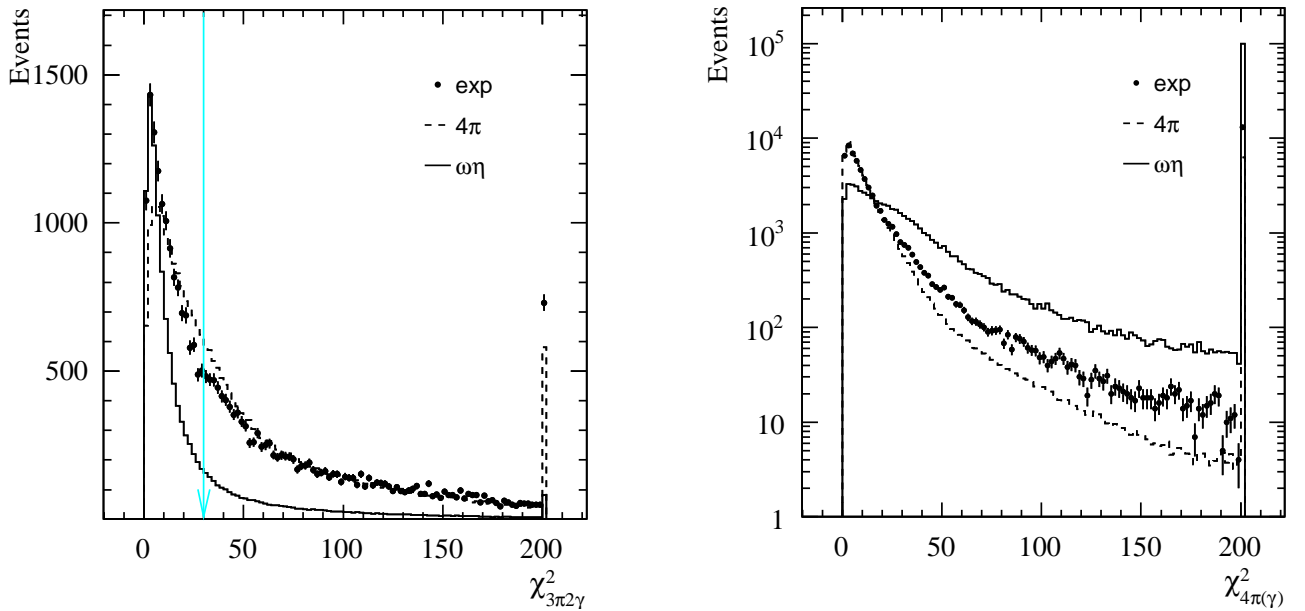


Рис. 4.4. Распределения по параметрам кинематической реконструкции для выделения искомого процесса с условием $\chi_{4\pi(\gamma)}^2 > 200$ ($\chi_{3\pi2\gamma}^2$, слева) и фонового процесса с условием $\chi_{3\pi2\gamma}^2 < 30$ ($\chi_{4\pi(\gamma)}^2$, справа) для экспериментальных (точки с ошибками) и моделированных событий. Стрелкой показано используемое ограничение на $\chi_{3\pi2\gamma}^2$

Распределение отобранных 13113 экспериментальных событий по инвариантной массе η -мезона (M_η) приведено на Рисунке 4.5. Видно, что это распределение состоит из примерно 35% событий в области пика η -мезона и нерезонансного фона, показанного на рисунке пунктирной линией. Сплошная гистограмма — это сумма результатов аппроксимации экспериментальных спектров для каждого интервала энергии суммой сигнального (процесс (1)) и фонового распределений, описанной в следующем разделе.

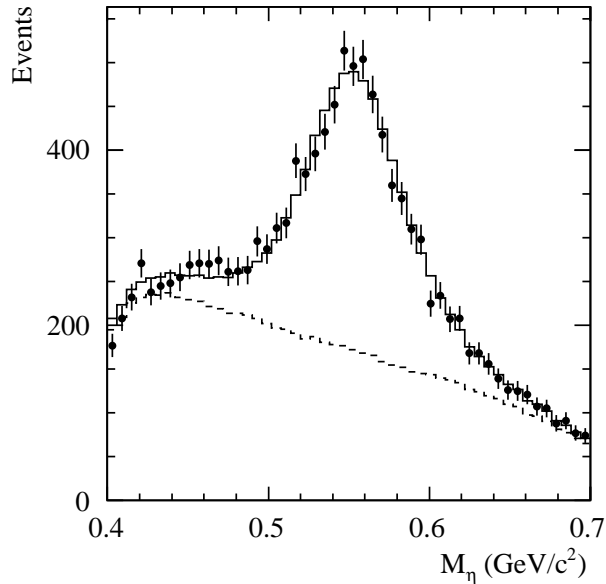


Рис. 4.5. Суммарное распределение экспериментальных событий по инвариантной массе двухфотонной пары — кандидата в η -мезон (точки с ошибками). Сплошная гистограмма — сумма результатов аппроксимации спектров для каждого интервала энергии суммой сигнального (процесс (1)) и фонового распределений. Вклад фона показан пунктирной гистограммой

4.4 Определение числа событий с η -мезоном

Для определения числа событий с η -мезоном полученные в каждом интервале энергии коллайдера распределения по инвариантной массе M_η (см. Рисунок 4.5) аппроксимировались суммой сигнального и фонового распределений. Фоновое распределение — это гистограмма, полученная по моделированию основного фонового процесса (4.2). Возможная неточность моделирования фона учитывалась умножением фонового распределения на параметр $\alpha_{4\pi}$, величина которого определялась при аппроксимации. Для энергии ниже 1.594 ГэВ величина параметра $\alpha_{4\pi}$ согласуется с единицей. При более высокой энергии помимо процесса (4.2) значимый вклад дают и другие фоновые процессы. В этой области параметр $\alpha_{4\pi}$ был зафиксирован на 1, а для описания фона от других процессов использовалась линейная функция от M_η . Стоит отметить, что в этой области форма распределения по M_η для событий процесса (4.2) близка к линейной.

Распределение по массе η -мезона в распаде $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ описывалось суммой трёх распределений Гаусса, параметры которых определялись при аппрокси-

мации спектра по M_η , полученного суммированием Монте-Карло распределений для всех составляющих процессов (2)–(5) с весами, пропорциональными их вкладам в данном интервале энергии (определение вкладов описано в следующем разделе). Пример аппроксимации спектра для интервала энергии $1.844 \leq E < 1.894$ ГэВ показан на Рисунке 4.6.

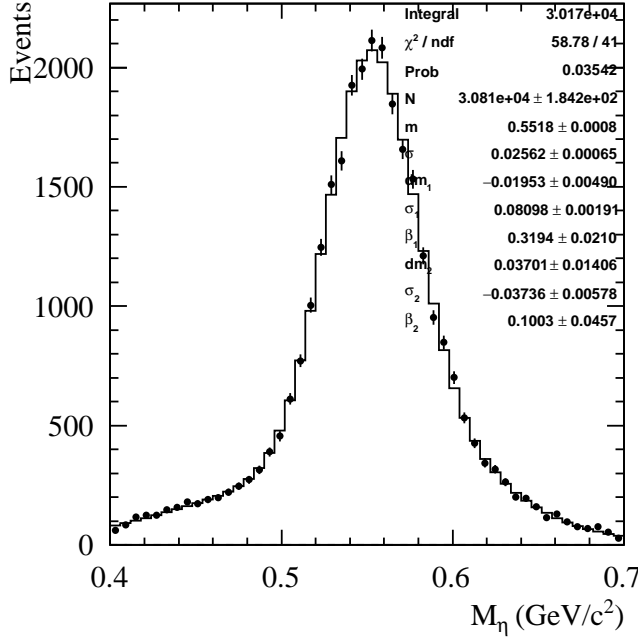


Рис. 4.6. Аппроксимация моделированного распределения по инвариантной массе M_η для интервала энергии $1.844 \leq E < 1.894$ ГэВ суммой трёх распределений Гаусса

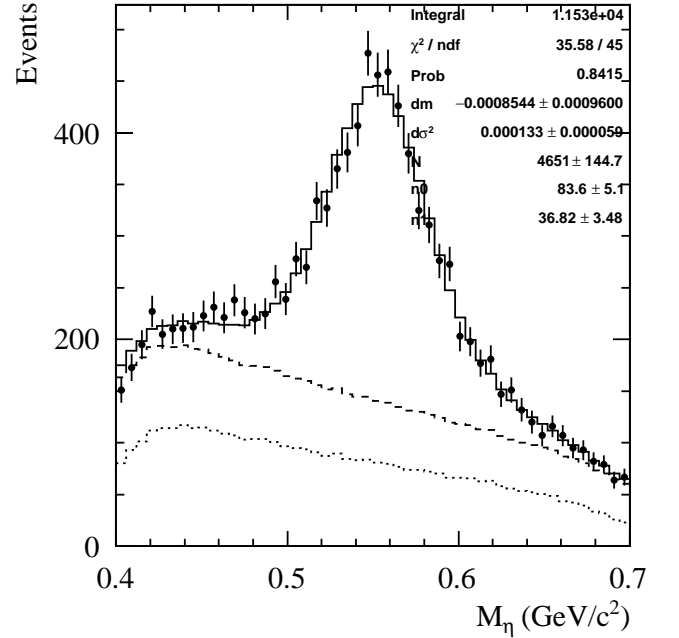


Рис. 4.7. Аппроксимация экспериментального распределения по инвариантной массе M_η для энергии $E \geq 1.544$ ГэВ для определения сдвига ΔM_η и уширения $\Delta \sigma_{M_\eta}$. Сплошной линией показан результат аппроксимации, пунктирной — фоновое распределение, точками — вклад процесса (4.2)

Для учёта возможной неточности моделирования сигнала были введены два параметра: сдвиг положения пика ΔM_η и уширение $\Delta \sigma_{M_\eta}$, которое квадратично добавлялось к сигмам гауссовых функций. Они определялись при аппроксимации распределения по M_η для событий из области энергии $E \geq 1.544$ ГэВ с большим соотношением сигнал-фон, показанной на Рисунке 4.7. Были получены значения $\Delta M_\eta = -0.9 \pm 1.0$ МэВ/ c^2 и $\Delta \sigma_{M_\eta} = 12.0 \pm 3$ МэВ/ c^2 . Первое согласуется с нулём и не использовалось. Результаты аппроксимации экспериментальных спектров по инвариантной массе η -мезона для всех интервалов энергии (кроме первого, где нет искомых событий) показаны на Рисунках 4.8, 4.9. Большое число отличных от процесса (4.2) фоновых событий в

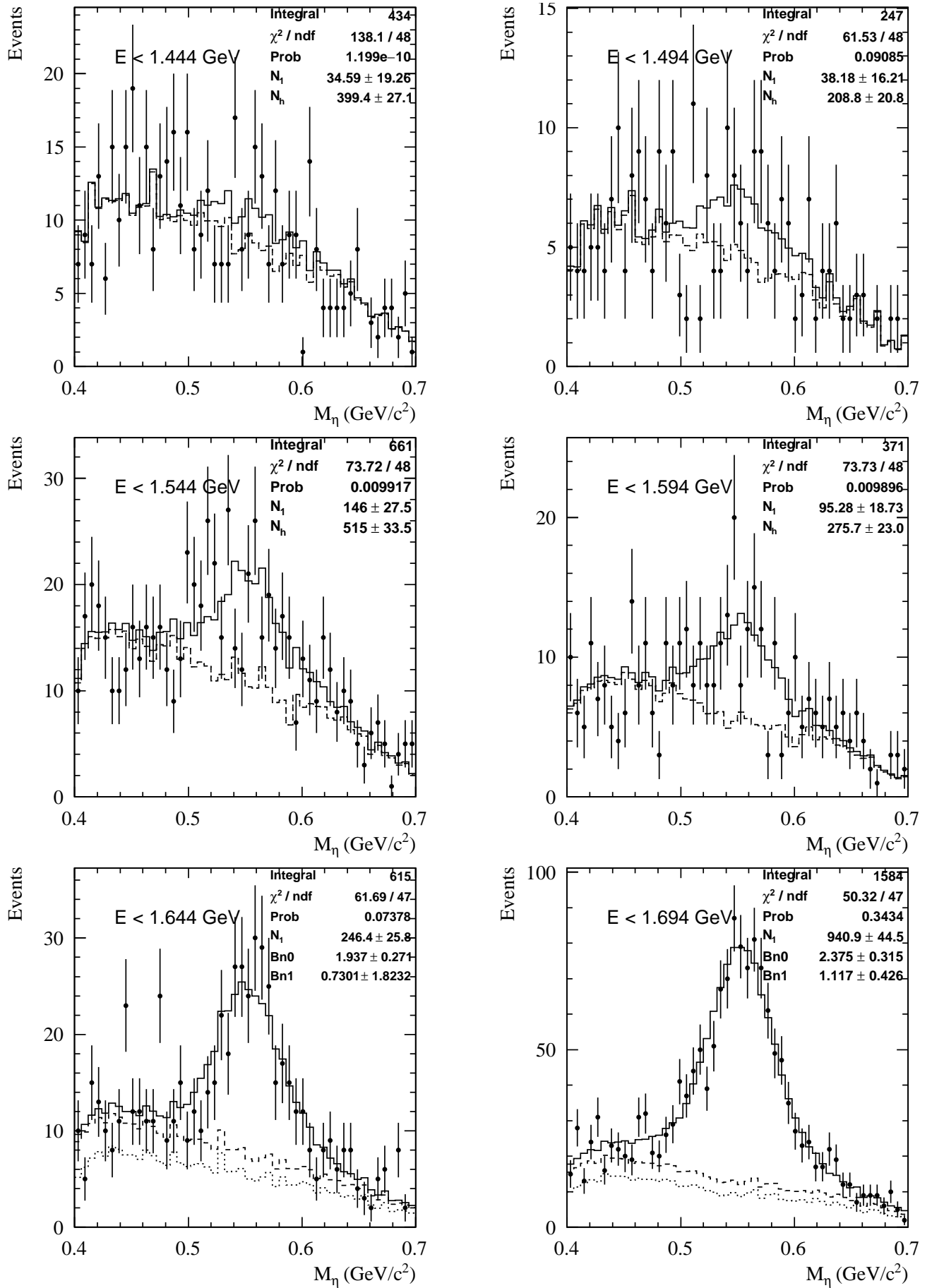


Рис. 4.8. Аппроксимация спектров по массе η -мезона в энергетических интервалах с указанной верхней границей. Сплошной линией показан результат аппроксимации, пунктирной — фоновое распределение, точками — вклад процесса (4.2)

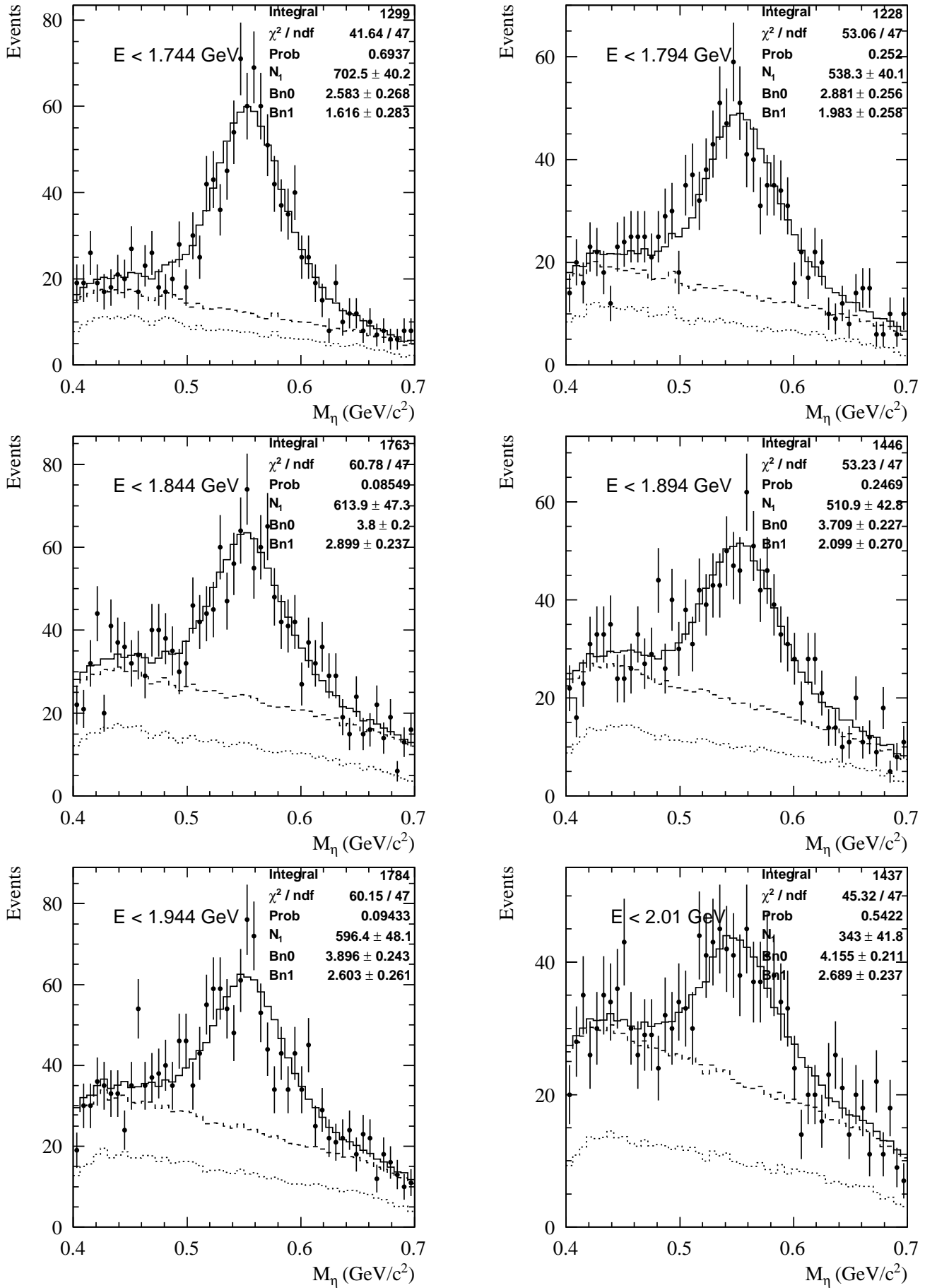


Рис. 4.9. Аппроксимация спектров по массе η -мезона в энергетических интервалах с указанной верхней границей. Сплошной линией показан результат аппроксимации, пунктирной — фоновое распределение, точками — вклад процесса (4.2)

интервалах с большими значениями энергии объясняется возрастающим вкладом от распадов возбуждённых резонансов в конечные состояния $\pi^+\pi^-3\pi^0$, $\pi^+\pi^-4\pi^0$, $2(\pi^+\pi^-\pi^0)$, $2(\pi^+\pi^-)3\pi^0$ и др. с потерей при регистрации части родившихся частиц.

Для определения систематической ошибки, связанной с описанием фона для энергии ниже 1.594 ГэВ была сделана аппроксимация с добавлением линейного фона как описано выше, а для более высокой энергии — без линейного фона со свободным параметром $\alpha_{4\pi}$. Полученная систематическая ошибка меняется от 1% до 7%. Неопределённость, связанная с неточностью моделирования формы линии η -мезона оценивалась с помощью вариации параметров ΔM_η , $\Delta\sigma_{M_\eta}$ в пределах их ошибок и составила от 1 до 3%.

После разделения событий на эффект и фон число зарегистрированных событий процесса (1), показанных на Рисунке 4.5, составило 4643 ± 126 , а число фоновых событий — 8519 ± 185 . Полученные числа сигнальных событий в каждом интервале энергии приведены в Таблице 4.1. Первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая, составившая от 1.7 до 7.6% для интервалов со статистически значимым количеством событий.

4.5 Разделение промежуточных состояний

В дальнейшем анализе для отдельного измерения сечений подпроцессов (2), (3) и суммы (4) и (5), определяющих сечение полного процесса (1), мы используем спектр массы отдачи η -мезона для отобранных экспериментальных событий с η -мезоном, показанный на Рисунке 4.10. Пики в спектре вблизи масс ω - и ϕ -мезонов соответствуют событиям процессов (2) и (3). Процессы (4) и (5) имеют широкие распределения по параметру M_η^{rec} с близкими формами. Их сумма показана на Рисунке 4.10 пунктирной линией. Наличие процесса (4) подтверждается пиками в распределениях по инвариантным массам $\eta\pi^0$ и $\eta\pi^\pm$, показанных в конце раздела вместе с описанием их построения.

Для построения спектра на Рисунке 4.10 весь диапазон $0.65 < M_\eta^{rec} < 1.45$ ГэВ/ c^2 разбивается на 32 одинаковых интервала шириной 25 МэВ/ c^2 , в каждом из которых строится распределение по параметру M_η . Для определе-

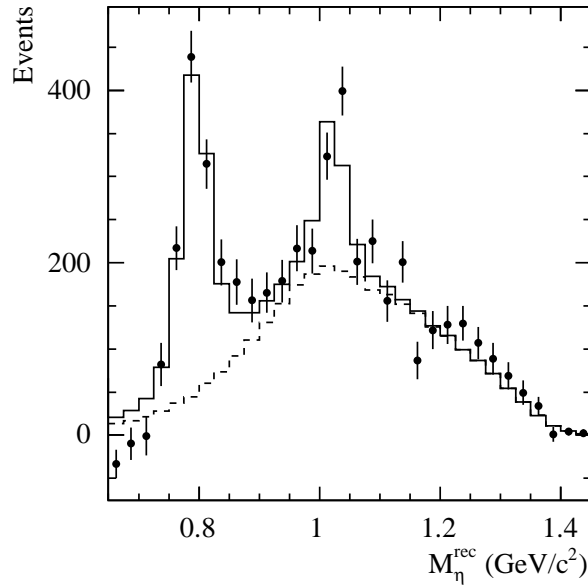


Рис. 4.10. Суммарное распределение по массе отдачи η -мезона для отобранных экспериментальных событий процесса (1) (точки с ошибками). Сплошной гистограммой показана сумма результатов аппроксимации спектров для каждого интервала энергии суммой моделированных распределений для процессов (2)–(5). Пунктирной линией — вклад процесса $e^+e^- \rightarrow a_0\rho + nres$

ния числа событий с η -мезоном полученные распределения аппроксимируются суммой сигнального и фонового распределений.

В качестве фонового используется распределение, описанное в предыдущем разделе. Вследствие относительно небольшого (~ 50 -кратного) превышения числа моделированных событий фонового процесса (4.2), прошедших отбор, над ожидаемым, для аппроксимации спектров в интервалах по M_η^{rec} используется суммарное для данного интервала энергии распределение по M_η .

Сигнальное распределение строится аналогично описанному в предыдущем разделе. В интервалах с малым количеством событий, расположенных на краях спектра по M_η^{rec} , сумма распределений Гаусса фиксируется по суммарному распределению по M_η для данного интервала энергии. В промежуточных случаях при аппроксимации часть параметров освобождается для улучшения χ^2 . Кроме того, в таких интервалах к сумме распределений Гаусса добавляется линейная функция для описания неправильно реконструированных событий на краях спектра по M_η . Пример аппроксимации моделированного и экспериментального спектров в одном из интервалов по M_η^{rec} приведён на Рисунке 4.11.

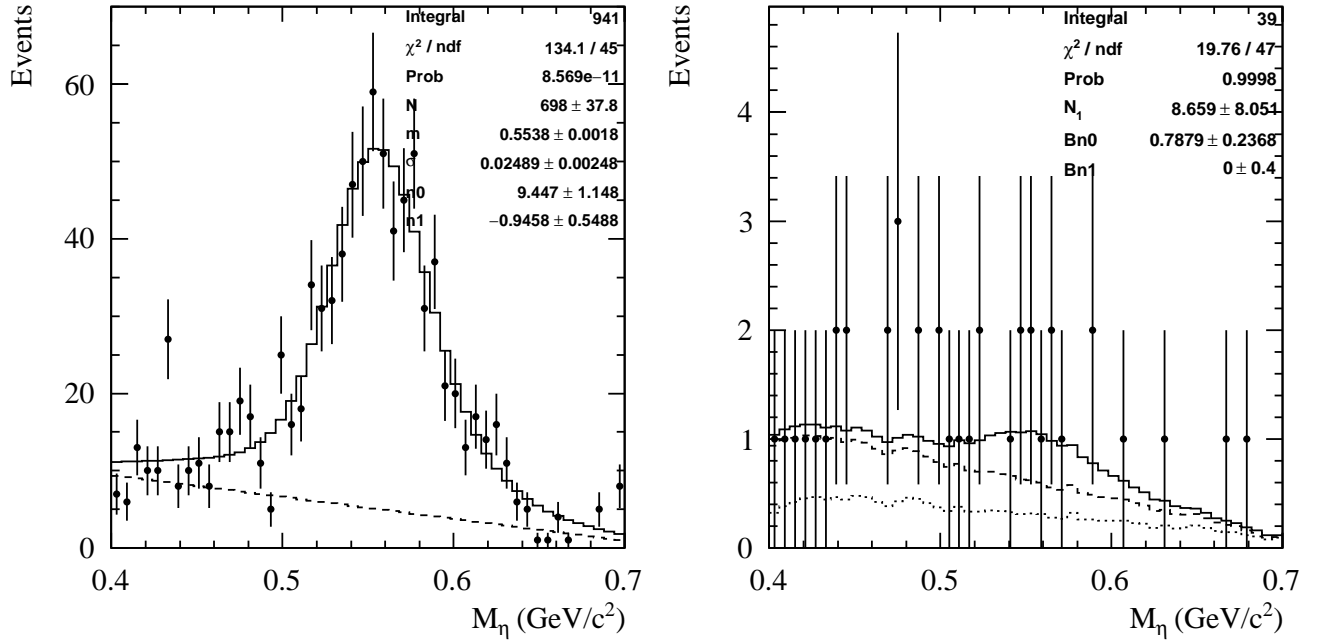


Рис. 4.11. Аппроксимация моделированного (слева) и экспериментального (справа) распределений по инвариантной массе M_η в интеграле $0.7 < M_\eta^{rec} < 0.725$ ГэВ/c² для интервала энергии $1.694 \leq E < 1.744$ ГэВ. Сплошной линией показан результат аппроксимации, пунктирной — линейный (фонный) вклад на левом (правом) графике, точками — вклад процесса (4.2)

Полученные числа событий и составляют спектр на Рисунке 4.10. Для определения сечения составляющих процессов такие распределения были получены для каждого из 13 интервалов энергии, перечисленных в Таблице 4.1. Они аппроксимируются суммой функций, описывающих моделированные распределения по M_η^{rec} для составляющих процессов в каждом интервале энергии. Распределения для процессов (2) и (3) имеют пики вблизи массы ω - и ϕ -мезона соответственно (Рисунке 4.10). Формы этих пиков описываются суммами трёх распределений Гаусса, параметры которых получены при аппроксимации соответствующих моделированных распределений. Пример аппроксимации показан на Рисунке 4.12. Процесс (3) даёт вклад при энергии $E \geq 1.594$ ГэВ.

Для учёта возможной неточности в величине и разрешении по массе в форме линии ω -мезона, полученной из моделирования, были введены два параметра: сдвиг положения пика ΔM_ω и уширение $\Delta \sigma_{M_\omega}$, которое квадратично добавлялось к сигмам гауссовых функций. Они определялись при аппроксимации суммарного распределения по M_η^{rec} для области ω -мезона $0.65 < M_\eta^{rec} < 0.9$ ГэВ/c² суммой сигнальной функции для процесса (2), описанной выше, и

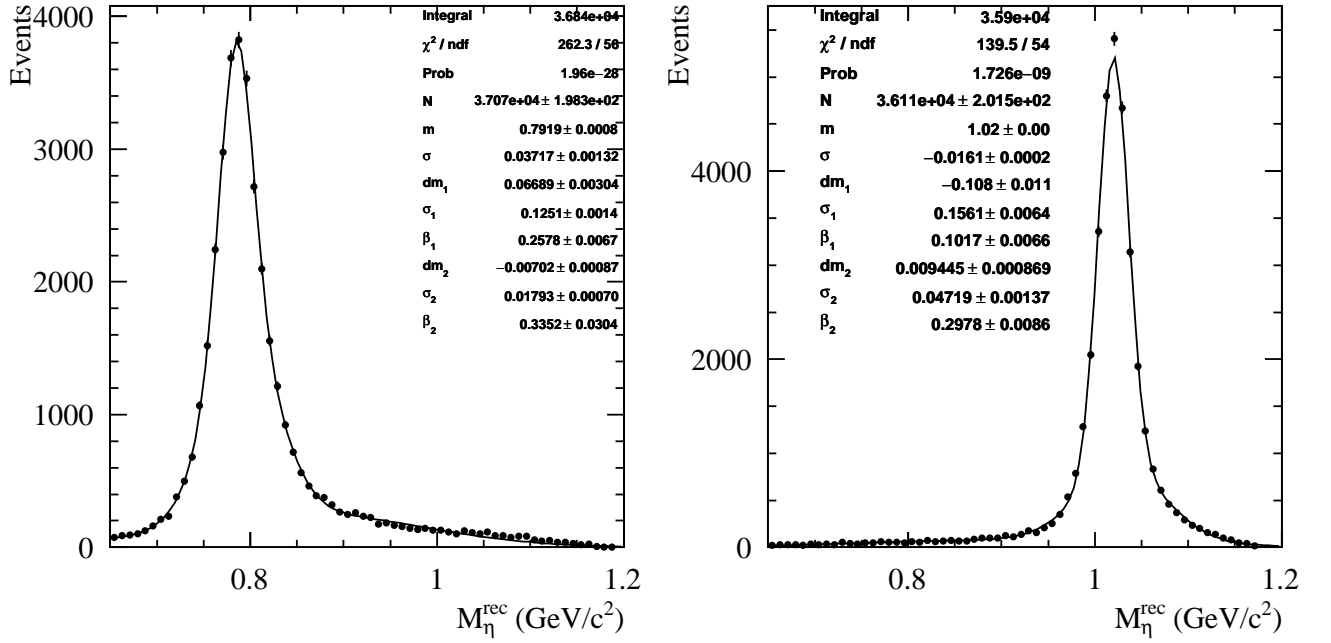


Рис. 4.12. Аппроксимация моделированного распределения по массе отдачи η -мезона для процессов (2) (слева) и (3) (справа) в интервале энергии $1.694 \leq E < 1.744$ ГэВ

линейной функции, описывающей не- $\omega\eta$ события. Поправка $\Delta\sigma_\omega$ согласуется с нулём и не использовалась. Поправка ΔM_ω составляет 7.5 ± 1.9 МэВ/ c^2 . Форма пика ϕ -мезона также поправлялась на величину ΔM_ω .

Для описания процессов (4) и (5) использовались моделированные распределения. Процесс (4) даёт вклад при энергии $E \geq 1.694$ ГэВ, где формы этих распределений близки, так что экспериментальных данных недостаточно для их значимого разделения. Поэтому для этих двух процессов было определено суммарное число событий. Соотношение между ними в числе событий ($N_{\text{nres}}/N_{a_0\rho}$) фиксировалось на значении, измеренном в работе [32] и варьировалось при аппроксимации в пределах его статистической ошибки.

Свободными параметрами при аппроксимации экспериментальных спектров по инвариантной массе M_η^{rec} были числа событий процессов (2), (3) и суммарное число событий процессов (4) и (5). Результаты аппроксимации для всех интервалов энергии показаны на Рисунках 4.13–4.15. На графиках для энергии $E \geq 1.694$ ГэВ в первом бине отложено соотношение $N_{\text{nres}}/N_{a_0\rho}$ с его ошибкой. Полное найденное число событий процессов $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$, $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ и $e^+e^- \rightarrow a_0\rho + \text{nres}$ равно 1161 ± 80 , 457 ± 84 и 2948 ± 156 соответственно.

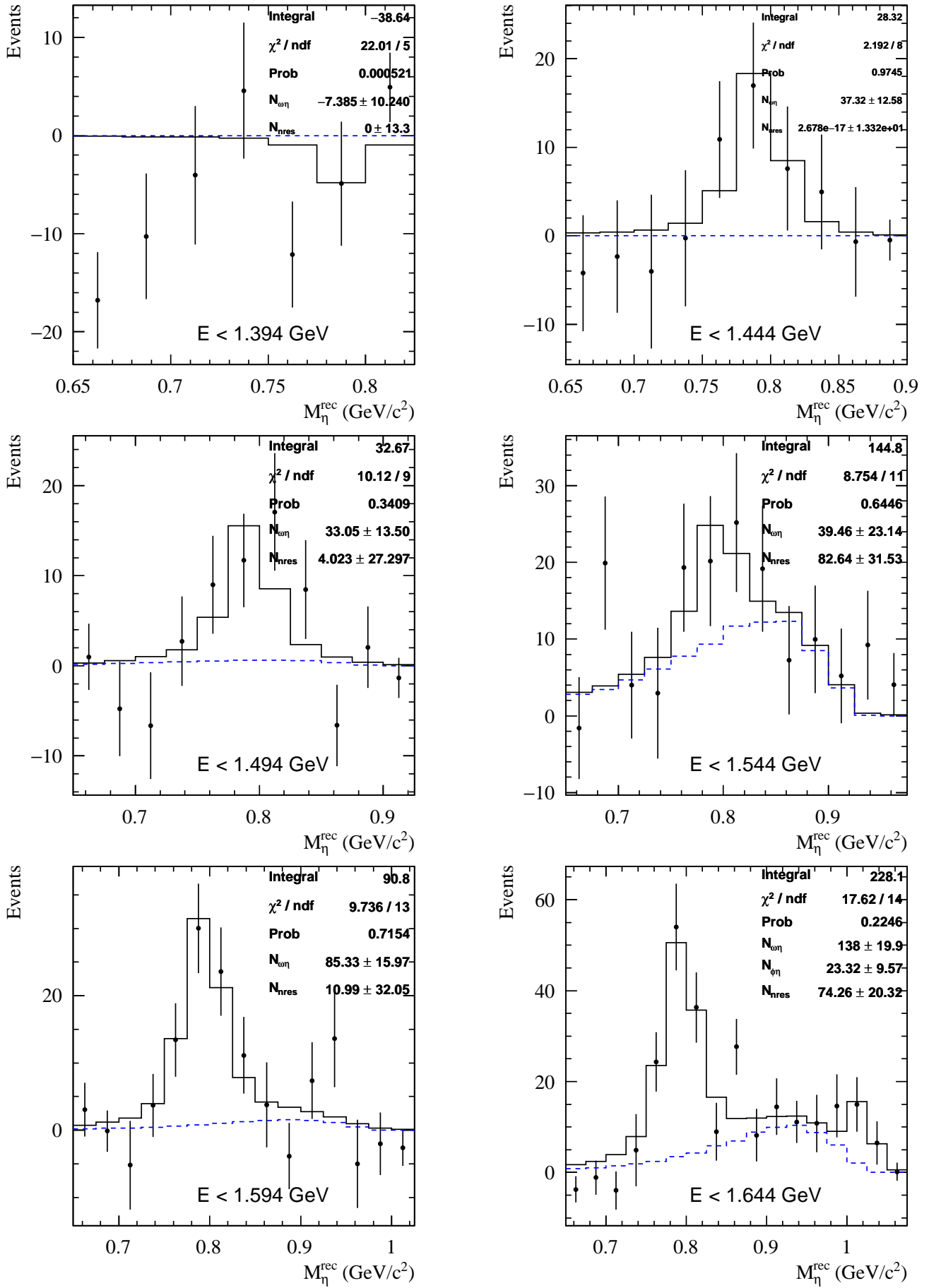


Рис. 4.13. Аппроксимация спектров по массе отдачи η -мезона в энергетических интервалах с указанной верхней границей. Сплошной линией показан результат аппроксимации, пунктирной — вклад процесса (5)

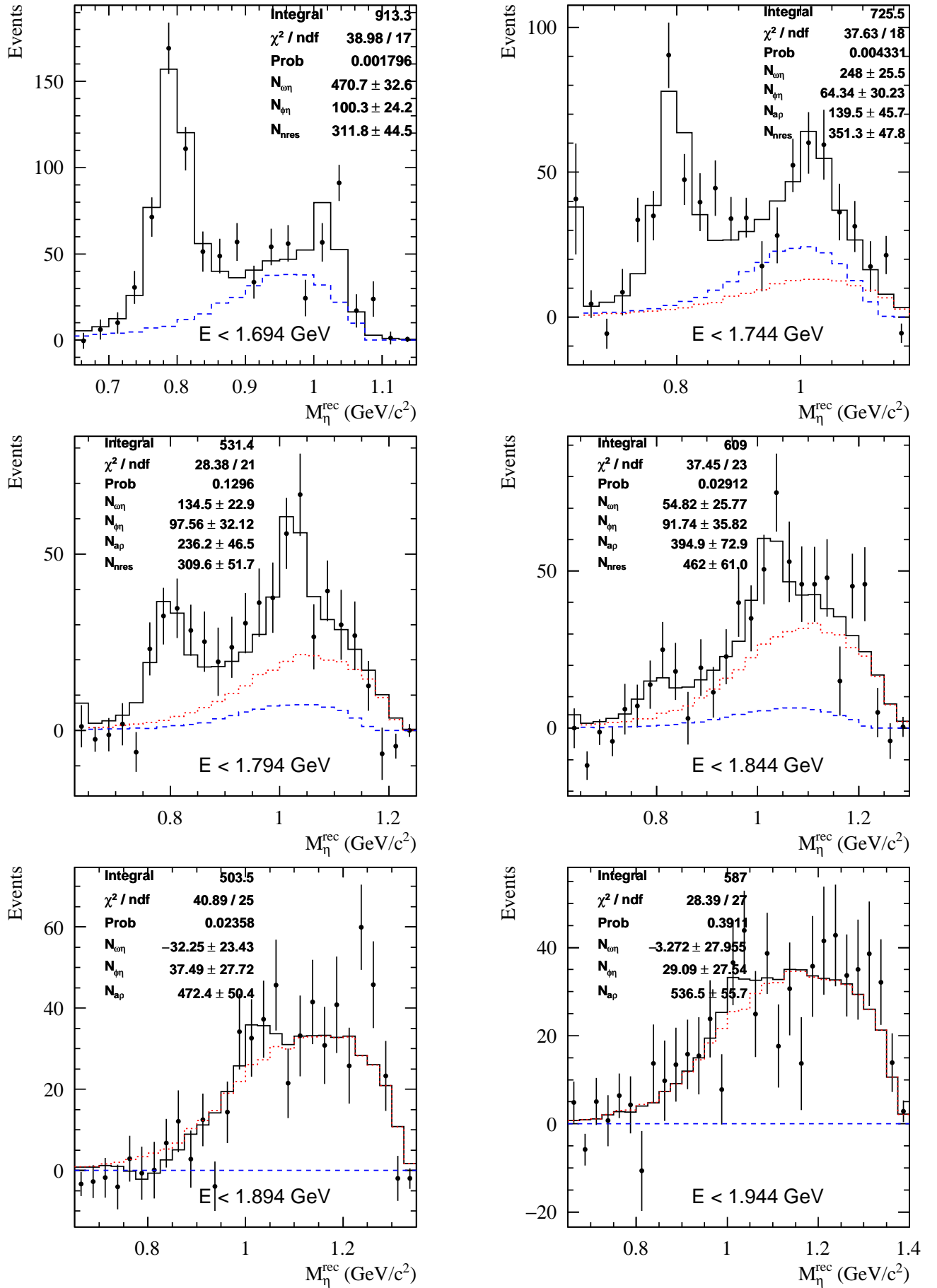


Рис. 4.14. Аппроксимация спектров по массе отдачи η -мезона в энергетических интервалах с указанной верхней границей. Сплошной линией показан результат аппроксимации, пунктирной — вклад процесса (5), точками — процесса (4)

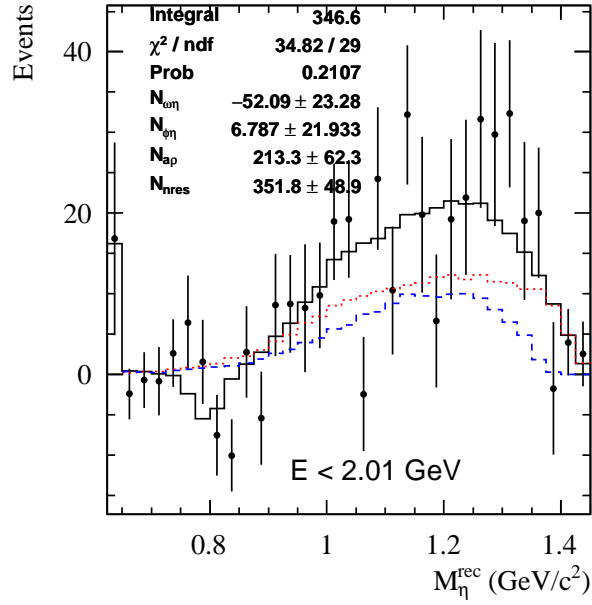


Рис. 4.15. Аппроксимация спектра по массе отдачи η -мезона в энергетическом интервале с указанной верхней границей. Сплошной линией показан результат аппроксимации, пунктирной — вклад процесса (5), точками — процесса (4)

Систематическая ошибка в числе событий, связанная с поправкой ΔM_ω , оценивалась по вариации поправки на её ошибку и составила для процесса (2) — от 0.3 до 7.4%, для процесса (3) — от 0.1 до 1.7%, для суммарного процесса (4) и (5) — от 0.1 до 1.8%. Систематическая ошибка в числе событий, связанная с поправкой $\Delta M_\phi = \Delta M_\omega$, оценивалась аналогично и составила для процесса (2) — от 0.1 до 1.1%, для процесса (3) — от 1.9 до 10.7%, для суммарного процесса (4) и (5) — от 0.3 до 2.5%. Суммарная систематическая ошибка определения числа сигнальных событий для интервалов со значимым количеством событий составила для процесса (2) — от 2 до 7.8%, для процесса (3) — от 2.9 до 10.9%, для суммарного процесса (4) и (5) — от 1.7 до 5.7%.

Для определения систематической ошибки вследствие неопределённости в форме распределения по M_η^{rec} для процесса (5), была сделана аппроксимация спектра по M_η^{rec} в указанном выше диапазоне ω -мезона с линейной функцией вместо суммы распределений для процессов (4) и (5). Полученная разница в числе событий с ω -мезоном в 10% принята в качестве указанной систематической ошибки в числе событий процессов (2) и (3). Она транслируется в систематическую ошибку в числе событий суммарного процесса (4) и (5) по формуле $\sqrt{\Delta N_{\omega\eta}^2 + \Delta N_{\phi\eta}^2}$.

На Рисунке 4.16 показаны суммарные для энергии $E \geq 1.844$ ГэВ распределения по инвариантным массам $\eta\pi^0$ и $\eta\pi^\pm$. Для исключения влияния взаимной корреляции между $\eta\pi^+$ и $\eta\pi^-$ в каждом событии случайным образом выбиралась одна из них. Распределения получались следующим образом. В каждом интервале с энергией $E \geq 1.844$ ГэВ строилось распределение по одной из указанных инвариантных масс аналогично описанному выше построению распределения по M_η^{rec} . Затем делалась совместная аппроксимация распределений по M_η^{rec} , $M_{\eta\pi^0}$ и $M_{\eta\pi^\pm}$. Ясно видны пики от распада a_0 -мезона, свидетельствующие о наличии вклада процесса $e^+e^- \rightarrow a_0\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$.

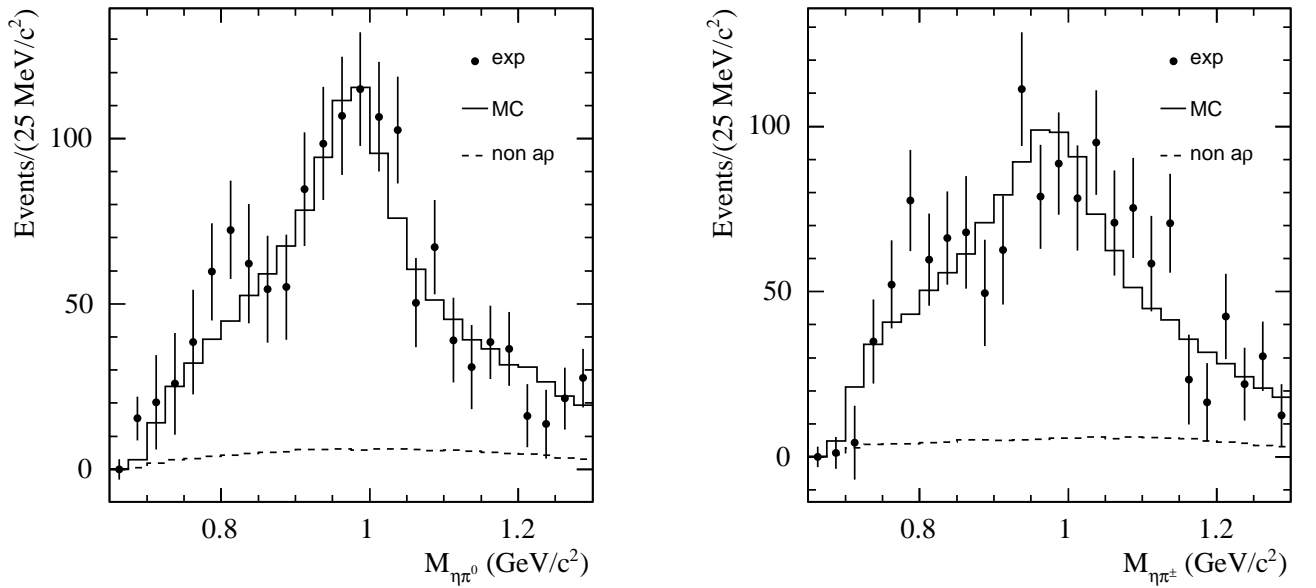


Рис. 4.16. Суммарные распределения по инвариантным массам $\eta\pi^0$ (слева) и случайно выбранной из двух в каждом событии заряженной комбинации $\eta\pi^\pm$ (справа) для экспериментальных событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ (точки с ошибками) при энергии $E \geq 1.844$ ГэВ. Сплошной линией показан результат аппроксимации суммой полученных из моделирования распределений для составляющих процессов. Пунктирной линией — сумма моделированных распределений кроме процесса (4)

4.6 Эффективность регистрации

Эффективность регистрации для событий изучаемых процессов определяется по моделированию как отношение числа отобранных событий к их полному числу $\varepsilon_{MC} = N/N_{MC}$. Как обсуждалось ранее в разделе 4.1, моделирование учитывает излучение фотонов из начального состояния, для чего необходимо знание зависимости борновского сечения от энергии. Таким образом,

эффективность регистрации зависит от её формы, заложенной в моделирование, и поэтому определяется, используя итерационную процедуру, описанную в разделе 4.1. В нашем случае резонансной области энергии радиационные поправки составляют десятки процентов, поэтому эффективность регистрации $\varepsilon_{\text{МС}}$ может сильно отличаться от эффективности ε_0 , определённой при $E_\gamma = 0$, где E_γ — энергия фотона, излучённого из начального состояния.

Зависимость эффективности от E_γ может быть параметризована в виде $\varepsilon_0(E)r(E, E_\gamma)$. Форма функции $r(E, E_\gamma)$ определяется ограничением на $\chi^2_{3\pi 2\gamma}$ и практически одинакова для всех рассматриваемых процессов. Зависимость эффективности $\varepsilon_0(E)$ от энергии для процессов (2)–(5) приведена на Рисунке 4.17. Видно, что в изучаемой области энергии эффективность меняется от 10 до 14%. Однако при фиксированной энергии эффективности разных процессов отличаются не больше, чем на 5%. Это отличие было взято в качестве дополнительной модельной ошибки эффективности при измерении сечений процесса (1) и суммарного процесса (4) и (5) (см. далее).

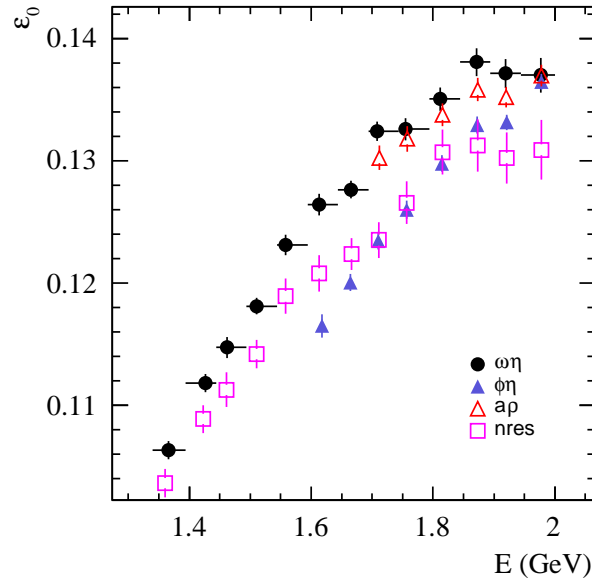


Рис. 4.17. Энергетическая зависимость эффективности регистрации при энергии излучённого фотона $E_\gamma = 0$ (ε_0) для разных каналов процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$

Слабая зависимость эффективности регистрации от структуры конечного состояния использовалась при определении эффективности для процесса (1) и суммы процессов (4) и (5). Для её получения использовалось моделирование процесса (5) с бесструктурным конечным состоянием, описанное в разделе 4.1.

Для измерения сечения процесса (1) (суммы процессов (4) и (5)) полученная в каждом интервале энергии эффективность была поправлена на отношение $\bar{\varepsilon}_0/\varepsilon_0^{nres}$, где ε_0^{nres} — эффективность при $E_\gamma = 0$ для процесса (5), а $\bar{\varepsilon}_0$ — эффективность, полученная взвешиванием эффективностей ε_0 для процессов (2)–(5) ((4) и (5)) пропорционально их вкладам в гистограмму по M_η^{rec} для данного интервала энергии.

Полученные энергетические зависимости эффективностей регистрации для процессов (1), (2), (3) и суммарного процесса (4) и (5) показаны на Рисунке 4.18. Резкое уменьшение эффективности регистрации процесса (2) при энергии выше ≈ 1.7 ГэВ объясняется очень малым значением борновского сечения выше 1.8 ГэВ. В этой области энергии практически все зарегистрированные $\omega\eta$ -события содержат энергичный фотон, излучённый из начального состояния и искажающий кинематику события.

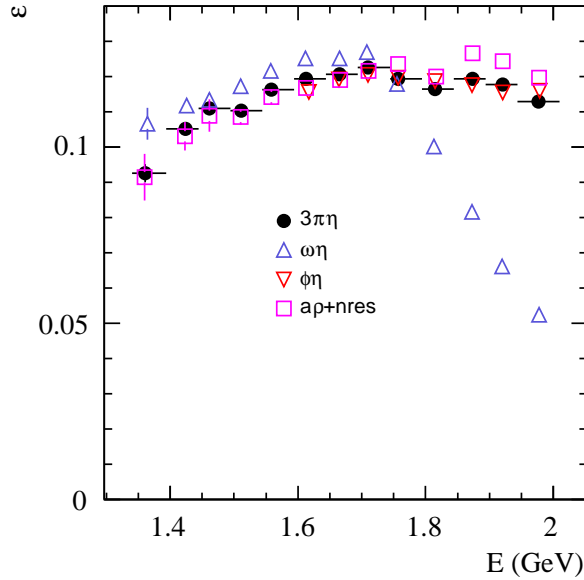


Рис. 4.18. Энергетическая зависимость эффективности регистрации ε для процессов (1) ($3\pi\eta$), (2) ($\omega\eta$), (3) ($\phi\eta$) и суммы процессов (4) и (5) ($a_0\rho + nres$)

4.6.1 Поправки и систематические ошибки

Неточности моделирования отклика детектора могут приводить к отличию истинной эффективности регистрации ε от определённой по моделирова-

нию эффективности $\varepsilon_{\text{МС}}$

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{МС}} \prod_{i=1}^n (1 + \kappa_i), \quad (4.4)$$

где κ_i — поправки для разных неточностей. Основным условием отбора событий изучаемого процесса, наиболее чувствительным к неточностям моделирования, является условие $\chi_{3\pi 2\gamma}^2 < 30$. Качество моделирования распределения по параметру $\chi_{3\pi 2\gamma}^2$ изучалось с помощью событий процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, который имеет большое сечение в изучаемой области энергии и такое же как в изучаемом процессе число конечных частиц. Его события отбирались с помощью описанных в разделе 4.3 условий отбора из диапазона $1.394 \leq E < 1.594$ ГэВ, где сечение имеет максимум. Для них проводилась кинематическая реконструкция в гипотезе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, характеризуемая параметром $\chi_{4\pi}^2$. В соответствии с введённым выше определением поправка вычисляется как

$$\kappa_1 = \frac{N'_{\text{МС}}/N_{\text{МС}}}{N'/N} - 1, \quad (4.5)$$

где N и $N_{\text{МС}}$ — числа событий искомого процесса, отобранных со стандартными условиями отбора в экспериментальных данных и моделировании, а N' и $N'_{\text{МС}}$ — числа событий, отобранных с ослабленным изучаемым условием. Для вычисления поправки аппроксимировалось распределение по массе отдачи π^0 -мезона с наибольшей энергией, имеющее пик на массе ω -мезона. Значение поправки вычислялось из чисел событий в пиках, полученных для ограничений $\chi_{4\pi}^2 < 30$ и $\chi_{4\pi}^2 < 200$, и составило $\kappa_1 = (2.5 \pm 1.1)\%$.

Поправка на условие $\chi_{4\pi(\gamma)}^2 > 200$ определялась по событиям из области энергии $1.594 \leq E < 1.794$ ГэВ, где сечение изучаемого процесса максимально, с усиленными ограничениями $\chi_{3\pi 2\gamma}^2 < 20$ и $0.76 < M_{\eta}^{\text{rec}} < 0.83$ ГэВ. Числа событий с η -мезоном с условием на $\chi_{4\pi(\gamma)}^2$ и без него определялись при аппроксимации соответствующих распределений по M_{η} . Найденная поправка совместима с нулём с систематической неопределённостью 4.6%.

Неточность моделирования конверсии фотонов на веществе детектора изучалась по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ и приводит к поправке $\kappa_2 = (-1.35 \pm 0.05)\%$.

Большая часть систематической неопределённости, связанной с неточностью моделирования потери треков заряженных частиц, сокращается при нормировке на светимость. Разница между экспериментом и моделированием для потери треков от электронов и пионов исследовалась в работе [64]. Она приводит к поправке $\kappa_3 = (-0.3 \pm 0.2)\%$.

Систематическая неопределённость, связанная с неточностью моделирования потери фотонов при реконструкции, изучалась путём сравнения измерений сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \phi(1020) \rightarrow \eta\gamma$ в каналах $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$. Было установлено, что поправку вводить не требуется.

Суммарная поправка в соответствие с формулой (4.4) равна $\kappa = (0.9 \pm 4.7)\%$. Значения эффективности регистрации ε для процесса (1) приведены в Таблице 4.1. Статистическая ошибка ε не превышает 1% и поэтому не учитывается. Суммарная независящая от энергии систематическая ошибка эффективности составляет 4.8% для процессов (2) и (3) и включает неопределённость поправки к эффективности (4.7%) и неопределённость итерационной процедуры, описанной в разделе 4.1. Для процессов (1) и суммарного процесса (4) и (5) к ней добавляется неопределённость 5%, связанная с неточностью знания их динамики, и итоговая неопределённость составляет 6.9%.

4.7 Получение борновского сечения

Экспериментальное видимое сечение изучаемых процессов вычисляется следующим образом

$$\sigma_{\text{vis},i} = \frac{N_i}{L_i \varepsilon_i B}, \quad (4.6)$$

где N_i , L_i , ε_i — число экспериментальных событий, интегральная светимость и эффективность регистрации для i -го энергетического диапазона, B — относительная вероятность распада для соответствующего процесса:

$B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = 0.892 \pm 0.007$ для процесса (2), $B(\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = 0.1524 \pm 0.0033$ для процесса (3) [20], для остальных процессов $B = 1$.

Расчётное видимое сечение вычисляется следующим образом [59]

$$\sigma_{\text{vis}}(E) = \int_0^{x_{\text{max}}} F(x, E) \sigma(E\sqrt{1-x}) dx, \quad (4.7)$$

где x — доля энергии пучка, излучаемая начальными электроном и позитроном, $F(x, E)$ — «функция-радиатор», описывающая вероятность излучения фотона с энергией $xE/2$, $\sigma(E\sqrt{1-x})$ — борновское сечение для оставшейся после излучения фотона энергии, а $x_{\max} = 1 - (2m_{\pi^+} + m_{\pi^0} + m_{\eta})^2/E^2$ — максимальное значение x . Правую часть уравнения (4.7) можно переписать в общепринятом виде

$$\int_0^{x_{\max}} F(x, E)\sigma(E\sqrt{1-x})dx = \sigma(E)(1 + \delta(E)), \quad (4.8)$$

где $\delta(E)$ — радиационная поправка.

Технически экспериментальные значения борновского сечения (σ_i) определяются следующим образом. Измеренная энергетическая зависимость видимого сечения аппроксимируется с помощью формулы (4.7), где борновское сечение параметризуется теоретической моделью, хорошо описывающей экспериментальные данные. Полученные в результате аппроксимации параметры используются для вычисления $\delta(\bar{E}_i)$ по формуле (4.8). Здесь \bar{E}_i средняя энергия i -го диапазона, вычисленная по формуле (4.1). Затем вычисляются σ_i по формуле

$$\sigma_i = \frac{\sigma_{\text{vis},i}}{1 + \delta(\bar{E}_i)}. \quad (4.9)$$

4.7.1 Аппроксимация борновского сечения в модели векторной доминантности

Борновское сечение в используемой нами модели расширенной векторной доминантности для каждого из измеряемых процессов (1)–(3) и суммы процессов (4) и (5) состоит из суммы вкладов векторных мезонов

$$\sigma(E) = \frac{12\pi}{E^3} \left| \sqrt{\frac{B_{V'}}{P_f(m_{V'})} \frac{m_{V'}^{3/2}\Gamma_{V'}}{D_{V'}}} + \sqrt{\frac{B_{V''}}{P_f(m_{V''})} \frac{m_{V''}^{3/2}\Gamma_{V''}}{D_{V''}}} e^{i\varphi} \right|^2 P_f(E). \quad (4.10)$$

В приведённом выше выражении приняты следующие обозначения: m_V и Γ_V — масса и ширина векторного мезона V ($V = V'$ или V''), $D_V = E^2 - m_V^2 + iE\Gamma_V$, $B_V = B(V \rightarrow e^+e^-)B(V \rightarrow f)$ — произведение относительных вероятностей распада резонанса V в e^+e^- и конечное состояние $f = \omega\eta, \phi\eta, a_0\rho, nres, 3\pi\eta$, $P_f(E)$ — фактор фазового объёма конечного состояния f .

Для процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$ первый член в формуле (4.10) связан с резонансом $\omega(1420)$, второй член — сумма резонансов $\omega(1650)$ и $\phi(1680)$, а

$$P_f(E) = q_\omega^3(E), \quad q_\omega(E) = \frac{1}{2E} \sqrt{(E^2 - (m_\omega - m_\eta)^2)(E^2 - (m_\omega + m_\eta)^2)}, \quad (4.11)$$

где $q_\omega(E)$ — импульс ω -мезона в реакции $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$. Фаза между первым и вторым членами формулы (4.10) выбрана равной π , поскольку $\varphi = 0$ даёт существенно худшее значение χ^2 аппроксимации сечения. При аппроксимации экспериментальных данных по формуле (4.7) свободными параметрами были $B_{V'}$, $B_{V''}$, $m_{V''}$ и $\Gamma_{V''}$. Масса и ширина резонанса V' фиксировались на значениях из Particle Data Group (PDG) для $\omega(1420)$ [20]. Полученные в результате аппроксимации параметры приведены в Таблице 4.2. Значение массы V'' согласуется со значениями масс обоих резонансов $\omega(1650)$ и $\phi(1680)$, указанных в PDG. Полученная ширина V'' меньше оценки PDG для ширины резонанса $\omega(1650)$ (315 ± 35 МэВ/ c^2), но согласуется с значением PDG для ширины резонанса $\phi(1680)$ (150 ± 50 МэВ/ c^2).

Таблица 4.2. Полученные параметры аппроксимации сечений для процессов $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ и χ^2/ν , где ν — число степеней свободы

Параметр	$\omega\eta$	$\phi\eta$
$B_{V'} \times 10^7$	$0.21_{-0.08}^{+0.10}$	—
$B_{V''} \times 10^7$	$5.62_{-0.42}^{+0.45}$	$5.64_{-1.80}^{+1.74}$
$M_{V''}$ (МэВ/ c^2)	1673_{-7}^{+6}	1641_{-18}^{+24}
$\Gamma_{V''}$ (МэВ/ c^2)	95 ± 11	103_{-24}^{+26}
χ^2/ν	10.5/9	4.4/5

Для процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ экспериментальные данные хорошо описываются моделью с одним резонансом с $B_{V'} = 0$ и $P_f(E) = q_\phi^3(E)$, где $q_\phi(E)$ — импульс ϕ -мезона в реакции $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ (аналогичен $q_\omega(E)$ с заменой $m_\phi \rightarrow m_\omega$). Полученное значение массы и ширины резонанса V'' приведено в Таблице 4.2 и согласуется со значением PDG для резонанса $\phi(1680)$.

Сечения процессов $e^+e^- \rightarrow a_0\rho + nres \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ описываются моделью (4.10) с семью свободными параметрами ($B_{V'}$, $m_{V'}$, $\Gamma_{V'}$, $B_{V''}$, $m_{V''}$, $\Gamma_{V''}$ и φ) и $P_f(E) = q_\omega(E)$. Эта модель не имеет физического смысла, но хорошо описывает экспериментальные данные, и потому может быть использована для вычисления радиационных поправок.

Для аппроксимации сечения процесса $e^+e^- \rightarrow a_0\rho$, использованного в моделировании, применяется формула (4.10) с одним членом и фактором фазового объёма, учитывающим зависимость ширины резонанса ρ от энергии

$$P_f(E) = q(E) = \int_{4m_\pi^2}^{(E-m_{a_0})^2} \frac{dm^2}{\pi} \frac{m\Gamma_\rho(m)q(E, m, m_{a_0})}{(m^2 - m_\rho^2)^2 + (m\Gamma_\rho(m))^2}, \quad (4.12)$$

$$\Gamma_\rho(m) = \Gamma_\rho \frac{m_\rho^2}{m^2} \left(\frac{p_\pi^2(m)}{p_\pi^2(m_\rho)} \right)^{3/2}, \quad p_\pi^2(m) = m^2/4 - m_\pi^2,$$

Для аппроксимации сечения процесса $e^+e^- \rightarrow nres$, использованного в моделировании, применяется описание аналогичное процессу $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$ с $P_f = q_\omega$.

Полученные в результате аппроксимации борновские сечения приведены в Таблице 4.3 и показаны на Рисунке 4.19 в виде чёрных точек с ошибками и аппроксимационной кривой, соответствующей формуле (4.10) с оптимальными значениями параметров. Численные значения радиационных поправок и их систематических неопределённостей, а также другие результаты настоящей работы приведены Таблице 4.1. Неопределённости радиационных поправок оценивались варьированием полученных при аппроксимации параметров в пределах их ошибок. Для сечений приведены статистическая и систематическая неопре-

Таблица 4.3. Измеренные борновские сечения процессов (1) (σ), (2) ($\sigma(\omega\eta)$), (3) ($\sigma(\phi\eta)$), и суммарного процесса (4) и (5) ($\sigma(a_0\rho + nres)$) в зависимости от средней энергии (\bar{E}) каждого диапазона. Для сечений приведены статистическая и систематическая неопределённости

\bar{E} (ГэВ)	σ (нб)	$\sigma(\omega\eta)$ (нб)	$\sigma(\phi\eta)$ (нб)	$\sigma(a_0\rho + nres)$ (нб)
1.361	$-0.24 \pm 0.09 \pm 0.05$	$-0.05 \pm 0.06 \pm 0.02$	—	$0.00 \pm 0.08 \pm 0.00$
1.424	$0.17 \pm 0.09 \pm 0.08$	$0.20 \pm 0.06 \pm 0.08$	—	$0.00 \pm 0.06 \pm 0.02$
1.461	$0.36 \pm 0.15 \pm 0.04$	$0.35 \pm 0.15 \pm 0.05$	—	$0.04 \pm 0.29 \pm 0.03$
1.511	$0.70 \pm 0.13 \pm 0.09$	$0.20 \pm 0.11 \pm 0.02$	—	$0.40 \pm 0.15 \pm 0.04$
1.558	$0.94 \pm 0.17 \pm 0.07$	$0.87 \pm 0.16 \pm 0.12$	—	$0.11 \pm 0.41 \pm 0.09$
1.613	$2.42 \pm 0.24 \pm 0.18$	$1.41 \pm 0.19 \pm 0.17$	$1.67 \pm 0.60 \pm 0.20$	$0.75 \pm 0.19 \pm 0.15$
1.665	$4.87 \pm 0.22 \pm 0.35$	$2.59 \pm 0.17 \pm 0.30$	$3.48 \pm 0.79 \pm 0.54$	$1.67 \pm 0.22 \pm 0.29$
1.710	$4.00 \pm 0.24 \pm 0.28$	$1.39 \pm 0.14 \pm 0.18$	$2.41 \pm 1.17 \pm 0.32$	$2.11 \pm 0.28 \pm 0.24$
1.756	$2.61 \pm 0.19 \pm 0.19$	$0.56 \pm 0.10 \pm 0.07$	$3.09 \pm 1.13 \pm 0.40$	$1.55 \pm 0.27 \pm 0.14$
1.815	$1.71 \pm 0.13 \pm 0.14$	$0.12 \pm 0.06 \pm 0.02$	$1.64 \pm 0.64 \pm 0.25$	$1.36 \pm 0.19 \pm 0.11$
1.873	$1.52 \pm 0.13 \pm 0.13$	$-0.07 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.72 \pm 0.53 \pm 0.09$	$1.44 \pm 0.17 \pm 0.11$
1.921	$1.29 \pm 0.10 \pm 0.11$	$-0.00 \pm 0.04 \pm 0.00$	$0.40 \pm 0.38 \pm 0.06$	$1.18 \pm 0.13 \pm 0.09$
1.977	$0.90 \pm 0.11 \pm 0.11$	$-0.09 \pm 0.04 \pm 0.03$	$0.12 \pm 0.37 \pm 0.02$	$0.96 \pm 0.13 \pm 0.08$

делённости. Последняя включает в себя неопределённости в эффективности регистрации (систематическую и модельную), числе отобранных событий, светимости и радиационной поправке. Не зависящая от энергии (коррелированная) часть неопределённости для сечения полного процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ составляет 7%.

4.8 Обсуждение результатов

Полное сечение и его составляющие имеют пик при энергии $\simeq 1650$ МэВ. Величина полного сечения в пике составляет около 5 нбарн, что составляет $\approx 8\%$ от полного адронного сечения при этой энергии.

Из приведённого сравнения с предыдущими измерениями на Рисунке 4.19 видно, что наши результаты в целом согласуются с BABAR [18, 57] и КМД-3 [32] и имеют сравнимую точность. Полное сечение в целом хорошо согласуется с КМД-3, в максимуме наблюдается отличие $\sim 15\%$. Но по суммарному процессу $e^+e^- \rightarrow a_0\rho + nres$, где $nres$ — бесструктурный канал, наблюдается отличие от КМД-3. Отличие в сечении процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$ от опубликованного ранее результата [17] объясняется разницей спектров по массе отдачи η -мезона, используемых для выделения вклада не $\omega\eta$. Данный результат считается более правильным.

Видно, что процессы $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ хорошо описываются моделью векторной доминантности (4.10) с комбинированным резонансом $\omega(1650)$ и $\phi(1680)$ и для первого процесса дополнительно — резонансом $\omega(1420)$.

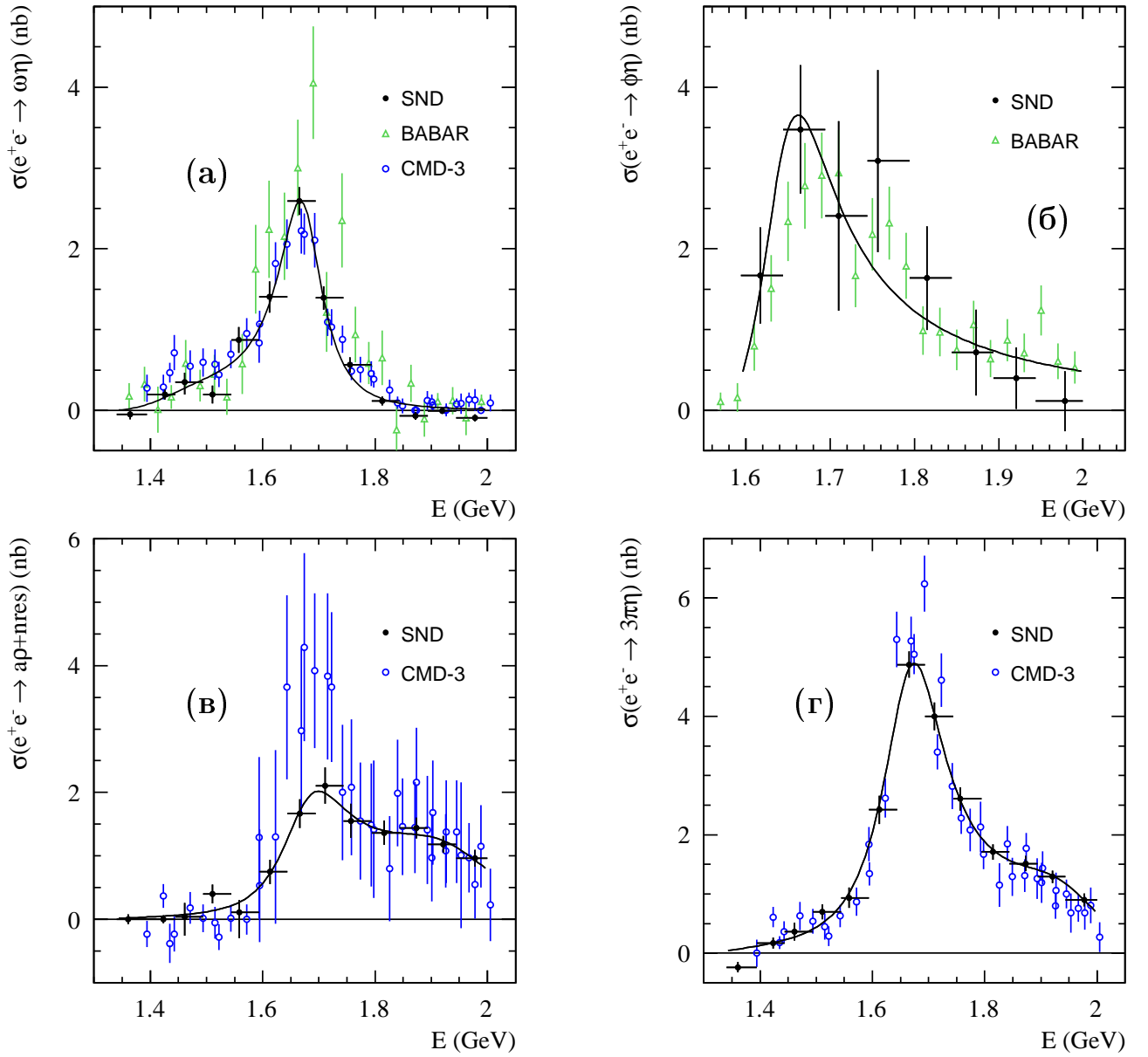


Рис. 4.19. Сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$ (а), $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ (б), $e^+e^- \rightarrow a_0\rho + nres$ (в) с распадом во все конечные состояния и процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ (г) измеренные в данной работе (точки со статистическими ошибками) и предыдущих экспериментах (окружности и треугольники). Линия — результат аппроксимации формулой (4.10)

Заключение

В работе получены следующие основные результаты:

1. В эксперименте с детектором СНД на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 с наилучшей в мире точностью измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ в области энергии в системе центра масс от 1.34 до 2.00 ГэВ.
2. Измерено сечение составляющих его процессов $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$, $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ и суммарного процесса $e^+e^- \rightarrow a_0\rho+nres$, где $nres$ — бесструктурный канал.
3. Создано программное обеспечение для работы с электроникой первичного триггера детектора СНД и моделирования первичного триггера.
4. Создано программное обеспечение для учёта в моделировании фоновых срабатываний детектора от частиц, выбывающих из пучков коллайдера.

Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ имеет сечение в максимуме $\simeq 5$ нб, что составляет 8% полного адронного сечения при этой энергии. Таким образом, его учёт необходим для вычисления вклада адронной поляризации вакуума в аномальный магнитный момент мюона и постоянную тонкой структуры α . В данной работе он изучался в канале $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. Это измерение является вторым после работы КМД-3 [16]. В то время, как статистическая точность обоих измерений сравнима, систематическая точность измерения в данной работе в полтора раза выше.

При анализе данного процесса было впервые обнаружено, что он идёт через четыре основных промежуточных состояния: $\omega\eta$, $\phi\eta$ с распадом $\omega, \phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$; $a_0\rho$ с распадами $a_0 \rightarrow \eta\pi$, $\rho \rightarrow \pi\pi$ и бесструктурный канал, структура которого не была выявлена. Разделение промежуточных состояний основано на распределении по инвариантной массе отдачи η -мезона. Каналы $a_0\rho$ и бесструктурный имеют похожие формы по этому распределению, и накопленной статистики недостаточно для их разделения. Поэтому для них было измерено сечение суммарного процесса.

Проводимые с детектором СНД эксперименты показали, что созданное программное обеспечение для работы с электроникой первичного триггера удо-

влетворяет необходимым требованиям и работает без сбоев. Разработанное программное для моделирования первичного триггера, помимо прочего, позволяет понять, проходят ли через первичный триггер события процесса, предполагаемого для изучения. Если нет, то с помощью него можно определить нужную конфигурацию триггера, после чего начать набор данных. Это особенно важно для процессов, в которых регистрируемые частицы летят не из центра детектора, например, $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}, n\bar{n}$.

Созданное программное обеспечение для учёта в моделировании фоновых срабатываний детектора существенно улучшает согласие моделирования с экспериментом. Например, в процессе $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ эффективность, определяемая по моделированию, при учёте фоновых срабатываний возрастает на 15% [56]. Помимо срабатываний от выбывающих из пучков коллайдера частиц, составляющих подавляющее большинство, фоновые события включают в себя срабатывания от космических частиц и от результатов столкновения пучков, например, событий e^+e^- -рассеяния.

Разработанное программное обеспечение для моделирования первичного триггера и учёта в моделировании фоновых срабатываний детектора используется во всех работах по анализу набранных детектором СНД данных.

В заключение я хочу выразить глубокую благодарность моим научным руководителям Владимиру Прокопьевичу Дружинину и Сергею Ивановичу Середнякову за неоценимую помощь в работе над диссертацией, за время и усилия потраченные на моё обучение, в том числе, во время учёбы в университете. Анализ процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ был выполнен под руководством В.П. Дружинина. Также его помощь при написании глав «Первичный триггер детектора СНД» и «Учёт фоновых событий» значительно улучшила их качество. Написание диссертации выполнено под руководством С.И. Середнякова. Кроме того, он был первым редактором статьи по указанному анализу. Особая благодарность С.И. Середнякову за многолетнее плодотворное руководство лабораторией, в которой мне была предоставлена возможность проводить исследования.

Благодарю всех коллег принимавших совместное участие в проведение экспериментов на детекторе СНД. Особенно А.А. Короля за многочисленные

консультации и помощь при написании программного обеспечения (ПО), описанного в указанных выше главах, а также за поддержку и развитие ПО и вычислительной инфраструктуры лаборатории в целом. Выражаю особую признательность С.В. Кошубе за кропотливый постоянный труд по поддержке электроники детектора в рабочем состоянии. Отдельную благодарность хочу выразить М.Н. Ачасову и К.И. Белобородову за постоянную готовность помочь и оказанную помощь. Также хочу поблагодарить А.В. Бердюгина за помощь при моделировании событий физических процессов, описанных в последней главе.

Выражаю отдельную благодарность коллективу ВЭПП-2000 и лично Ю.М. Шатунову, И.А. Коопу и Д.Б. Шварцу за большой труд по обеспечению работы комплекса на его предельных возможностях. Также хочу поблагодарить руководство Института ядерной физики за обеспечение условий для проведения экспериментов мирового уровня.

При подготовке настоящей рукописи использовалась издательская система \LaTeX 2 _{ϵ} [65].

Литература

- [1] Driutti, A. Status of the muon $g - 2$ experiment at Fermilab / A. Driutti [et al.] (A. Driutti for the Muon $g - 2$ Collaboration) // The 15th International Workshop on Tau Lepton Physics, TAU2018 (Amsterdam, Netherlands, September 24–28, 2018) : proceedings. — SciPost Phys. Proc. — 2019. — Vol. 1. — P. 033.
- [2] Tsai, Y.-S. Decay correlations of heavy leptons in $e^+e^- \rightarrow \text{lepton}^+ \text{lepton}^-$ / Y.-S. Tsai // Phys. Rev. D. — 1971. — Vol. 4. — P. 2821. — [Erratum: *ibid.* D — 1976. — Vol. 13. — P. 771].
- [3] Thacker, H. B. Lifetimes and branching ratios of heavy leptons / H. B. Thacker, J. J. Sakurai // Phys. Lett. B. — 1971. — Vol. 36. — P. 103–105.
- [4] Review of particle physics / J. Beringer, J. F. Arguin, R. M. Barnett [et al.] (Particle Data Group) // Phys. Rev. D. — 2012. — Vol. 86. — P. 010001.
- [5] Close, F. E. Radiative decays of excited vector mesons / F. E. Close, A. Donnachie, Yu. S. Kalashnikova // Phys. Rev. D. — 2002. — Vol. 65. — P. 092003.
- [6] Investigation of ρ -meson resonance with electron-positron colliding beams / V. L. Auslender, G. I. Budker, Yu. N. Pestov [et al.] // Phys. Lett. 25B. — 1967. — P. 433.
- [7] Romanov, A. Status of the electron-positron collider VEPP-2000 / A. Romanov [et al.] // The 1st North American Particle Accelerator Conference, NAPAC2013 (Pasadena, CA, USA, September 29–October 4, 2013) : proceedings. — Pasadena. — 2013. — P. 14.
- [8] First experience with SND calorimeter at VEPP-2000 collider / M. N. Achasov, D. E. Berkaev, A. G. Bogdanchikov [et al.] // Nucl. Inst. & Meth. A. — 2009. — Vol. 598. — P. 31–32.

- [9] SND tracking system: Test with cosmic muons / V. M. Aulchenko, A. G. Bogdanchikov, A. D. Bukin [et al.] // Nucl. Inst. & Meth. A. — 2009. — Vol. 598. — P. 102–104.
- [10] High density aerogel for ASIPH SND: Test results / A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov, K. I. Beloborodov [et al.] // Nucl. Inst. & Meth. A. — 2009. — Vol. 598. — P. 163–165.
- [11] DAQ and electronics for SND at VEPP-2000: First test results / V. M. Aulchenko, A. G. Bogdanchikov, A. A. Botov [et al.] // Nucl. Inst. & Meth. A. — 2009. — Vol. 598. — P. 340–341.
- [12] Achasov, M. N. Study of $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ in the energy range 1.05–2.00 GeV with SND / M. N. Achasov [et al.] // Phys. Rev. D. — 2013. — Vol. 88, N 5. — P. 054013.
- [13] Aulchenko, V. M. Study of the $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ process in the energy range 1.05–2.00 GeV / V. M. Aulchenko [et al.] // Sov. J. Exp. & Theor. Phys. — 2015. — Vol. 121, N 1. — P. 27–34.
- [14] Achasov, M. N. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0$ cross section in the energy range $\sqrt{s} = 1.3\text{--}2.0$ GeV / M. N. Achasov [et al.] // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 97, N 3. — P. 032011.
- [15] Achasov, M. N. Search for the process $e^+e^- \rightarrow \eta$ / M. N. Achasov [et al.] // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 98, N 5. — P. 052007.
- [16] Khazin, B. I. Detectors and physics at VEPP-2000 / B. I. Khazin [et al.] // Nucl. Inst. & Meth. A. — 2010. — Vol. 623. — P. 353–355.
- [17] Achasov, M. N. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$ cross section below $\sqrt{s} = 2$ GeV with the SND detector / M. N. Achasov [et al.] (SND Collaboraion) // Phys. Rev. D. — 2016. — Vol. 94. — P. 092002.
- [18] Aubert, B. Measurements of $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$, $K^+K^-\pi^0$, and $K_s^0 K^\pm \pi^\mp$ cross sections using initial-state radiation events / B. Aubert [et al.] (BABAR Collaboraion) // Phys. Rev. D. — 2008. — Vol. 77. — P. 092002.

- [19] Druzhinin, V. P. Measurement of hadron cross sections with the SND detector / V. P. Druzhinin [et al.] (SND Collaboraion) // The 14th International Workshop on Meson Production, Properties and Interaction, MESON2016 (Cracow, Poland, June 2–7, 2016) : proceedings. — EPJ Web Conf. — 2016. — Vol. 130. — P. 05004.
- [20] Patrignani, C. Review of particle physics / C. Patrignani [et al.] (Particle Data Group) // Chin. Phys. C. — 2016. — Vol. 40. — P. 10.
- [21] Hadron production via e^+e^- collisions with initial-state radiation / V. P. Druzhinin, S. I. Eidelman, S. I. Serednyakov, E. P. Solodov // Rev. Mod. Phys. — 2011. — Vol. 83, N 4. — P. 1545.
- [22] Aubert, B. A structure at 2175 Mev in $e^+e^- \rightarrow f_0(980)$ observed via initial-state radiation / B. Aubert [et al.] // Phys. Rev. D. — 2006. — Vol. 74, N 9. — P. 091103.
- [23] Aubert, B. Observation of a broad structure in the $\pi^+\pi^-j/\psi$ mass spectrum around 4.26 Gev/ c^2 / B. Aubert [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2005. — Vol. 95, N 14. — P. 142001.
- [24] Lees, J. P. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ cross section in the energy range from 3.0 to 6.5 Gev / J. P. Lees [et al.] // Phys. Rev. D. — 2013. — Vol. 88, N 7. — P. 072009.
- [25] Lees, J. P. Precision measurement of the $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ cross section with the initial-state radiation method at BABAR / J. P. Lees [et al.] // Phys. Rev. D. — 2013. — Vol. 88, N 3. — P. 032013.
- [26] Aubert, B. The $e^+e^- \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$, $2(\pi^+\pi^-)\eta$, $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ and $K^+K^-\pi^+\pi^-\eta$ cross sections measured with initial-state radiation / B. Aubert [et al.] // Phys. Rev. D. — 2007. — Vol. 76, N 9. — P. 092005. — [Erratum: *ibid.* D — 2008. — Vol. 77, N 11. — P. 119902].
- [27] Lees, J. P. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow K_S^0K^\pm\pi^\mp\pi^0$ and $K_S^0K^\pm\pi^\mp\eta$ cross sections using initial-state radiation / J. P. Lees [et al.] // Phys. Rev. D. — 2017. — Vol. 95, N 9. — P. 092005.

- [28] Lees, J. P. Cross sections for the reactions $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^0$, $K_S^0 K_L^0 \eta$, and $K_S^0 K_L^0 \pi^0 \pi^0$ from events with initial-state radiation / J. P. Lees [et al.] (BABAR Collaboraion) // Phys. Rev. D. — 2017. — Vol. 95, N 5. — P. 052001.
- [29] Aulchenko, V. M. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ cross section in the center-of-mass energy range 1.22–2.00 Gev with the SND detector at the VEPP-2000 collider / V. M. Aulchenko [et al.] (SND Collaboraion) // Phys. Rev. D. — 2015. — Vol. 91, N 5. — P. 052013.
- [30] Achasov, M. N. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow \eta K^+ K^-$ cross section by means of the SND detector / M. N. Achasov [et al.] // Phys. Atom. Nucl. — 2018. — Vol. 81, N 2. — P. 205–213.
- [31] Achasov, M. N. Study of the process $e^+e^- \rightarrow \omega\eta\pi^0$ in the energy range $\sqrt{s} < 2$ Gev with the SND detector / M. N. Achasov [et al.] (SND Collaboraion) // Phys. Rev. D. — 2016. — Vol. 94, N 3. — P. 032010.
- [32] Akhmetshin, R. R. Study of the process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ in the c.m. energy range 1394–2005 Mev with the CMD-3 detector / R. R. Akhmetshin [et al.] (CMD-3 Collaboraion) // Phys. Lett. B. — 2017. — Vol. 773. — P. 150–158.
- [33] Achasov, M. N. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ cross section below $\sqrt{s} = 2$ Gev / M. N. Achasov [et al.] (SND Collaboraion) // Phys. Rev. D. — 2019. — Vol. 99. — P. 112004.
- [34] Botov, A. A. Study of the $e^+e^- \rightarrow VP$ reactions at the VEPP-2000 e^+e^- collider with the SND detector / A. A. Botov [et al.] (A. A. Botov for the SND Collaboration) // The 10th International Workshop on e^+e^- collisions from ϕ to ψ , PHIPSI15 (Hefei, Anhui, China, September 23–26, 2015) : proceedings. — J. Univ. Sci. Tech. China. — 2016. — Vol. 46, N 6. — P. 523–527.
- [35] Korol, A. A. Recent results from the SND detector / A. A. Korol [et al.] (A. A. Korol for the SND Collaboration) // The International Symposium Advances in Dark Matter and Particle Physics, ADMPP16 (Messina, Italy, October 24–27, 2016) : proceedings. — EPJ Web Conf. — 2017. — Vol. 142. — P. 01017.

- [36] Dimova, T. V. Study of e^+e^- annihilation to hadrons with SND at the VEPP-2000 collider / T. V. Dimova [et al.] (T. V. Dimova for the SND Collaboration) // The 21st High-Energy Physics International Conference in Quantum Chromodynamics, QCD18 (Montpellier, France, July 2–6, 2018) : proceedings. — Nucl. Part. Phys. Proc. — 2018. — Vol. 300–302. — P. 81–86.
- [37] Botov, A. Study of the process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ at the SND detector / A. Botov // The 12th International Workshop on e^+e^- collisions from Phi to Psi, PHIPSI19 (Novosibirsk, Russia, February 25–March 1, 2019) : proceedings. — EPJ Web Conf. — 2019. — Vol. 212. — P. 03009.
- [38] Abakumova, E. V. A system of beam energy measurement based on the Compton backscattered laser photons for the VEPP-2000 electron-positron collider / E. V. Abakumova [et al.] // Nucl. Inst. & Meth. A. — 2014. — Vol. 744. — P. 35.
- [39] The system for delivery of IR laser radiation into high vacuum / E. V. Abakumova, M. N. Achasov, A. A. Krasnov [et al.] // JINST. — 2015. — Vol. 10, N 09. — P. T09001.
- [40] Shemyakin, D. N. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ cross section with the CMD-3 detector at the VEPP-2000 collider / D. N. Shemyakin [et al.] (CMD-3 Collaboraion) // Phys. Lett. B. — 2016. — Vol. 756. — P. 153.
- [41] Аульченко, В.М. Сферический нейтральный детектор (СНД) для электрон-позитронного накопителя ВЭПП-2М / В.М. Аульченко [и др.] // Препринт № 99-16 : Институт ядерной физики, Новосибирск. — 1999.
- [42] Модернизация детектора СНД для экспериментов на ВЭПП-2000 / Г.Н. Абрамов, В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов [и др.] // Препринт № 03-45 : Институт ядерной физики, Новосибирск. — 2003.
- [43] Photomultiplier with microchannel plates / V. V. Anashin, P. M. Beshchastnov, V. B. Golubev [et al.] // Nucl. Inst. & Meth. A. — 1995. — Vol. 357. — P. 103–109.

- [44] Статус работ по модернизация детектора СНД / Г.Н. Абрамов, В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов [и др.] // Препринт № 04-46 : Институт ядерной физики, Новосибирск. — 2004.
- [45] Energy calibration of the NaI(Tl) calorimeter of the SND detector using cosmic muons / M. N. Achasov, D. E. Berkaev, A. G. Bogdanchikov [et al.] // Nucl. Inst. & Meth. A. — 1997. — Vol. 401. — P. 179–194.
- [46] Energy calibration of the NaI(Tl) calorimeter of the SND detector using $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ events / M. N. Achasov, D. A. Bukin, T. V. Dimova [et al.] // Nucl. Inst. & Meth. A. — 1998. — Vol. 411. — P. 337–342.
- [47] Начало экспериментов с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000 / П.М. Астигеевич, В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов [и др.] // Препринт № 11-21 : Институт ядерной физики, Новосибирск. — 2011.
- [48] Статус экспериментов с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000 / Е.Б. Абакумова, В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов [и др.] // Препринт № 12-20 : Институт ядерной физики, Новосибирск. — 2012.
- [49] Букин, Д.А. Первичный триггер детектора СНД на ВЭПП-2М / Д.А. Букин [и др.] // Препринт № 98-29 : Институт ядерной физики, Новосибирск. — 1998.
- [50] Data acquisition systems and triggers for the detectors in INP / V. M. Aulchenko, B. O. Baibusinov, S. E. Baru [et al.] // Nucl. Inst. & Meth. A. — 1998. — Vol. 409. — P. 639.
- [51] Аульченко, В.М. Электроника новых детекторов ИЯФ / В.М. Аульченко, С.Е. Бару, Г.А. Савинов // Препринт № 98-29 : Институт ядерной физики, Новосибирск. — 1988.
- [52] SND \Rightarrow SND-2000 electronics upgrade / U. V. Usov, V. M. Aulchenko, M. A. Bukin [et al.] // Nucl. Inst. & Meth. A. — 2002. — Vol. 494–555.
- [53] Грицан, А.В. Первичный триггер калориметра детектора СНД : дис. ... магистра : 01.04.16 / Грицан Андрей Валерьевич. — Новосибирск, 1996. — 64 с.

- [54] Дружинин, В.П. Изучение процессов $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ в области энергии ниже 1.4 ГэВ : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.16 / Дружинин Владимир Прокопьевич. — Новосибирск, 2000. — 165 с.
- [55] Васильев, А.В. Поиск процессов прямого рождения C -чётных резонансов в e^+e^- -аннигиляции на ВЭПП-2М с детектором СНД : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.16 / Васильев Алексей Владимирович. — Новосибирск, 2003. — 118 с.
- [56] Druzhinin, V. P. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ cross section with the SND detector at the VEPP-2000 collider / V. P. Druzhinin, S. I. Serednyakov // The 12th International Workshop on e^+e^- collisions from Phi to Psi, PHIPSI19 (Novosibirsk, Russia, February 25–March 1, 2019) : proceedings. — EPJ Web Conf. — 2019. — Vol. 212. — P. 07007.
- [57] Aubert, B. The $e^+e^- \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)$, $2(\pi^+\pi^-\pi^0)$, and $K^+K^-2(\pi^+\pi^-)$ cross sections at center-of-mass energies from production threshold to 4.5 Gev measured with initial-state radiation / B. Aubert [et al.] (BABAR Collaboraion) // Phys. Rev. D. — 2006. — Vol. 73. — P. 052003.
- [58] Кардапольцев, Л.В. Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ в области энергии от 1.05 до 2.00 ГэВ : дис. ... канд. наук : 01.04.16 / Кардапольцев Леонид Васильевич. — Новосибирск, 2013. — 100 с.
- [59] Kuraev, E. A. On radiative corrections to e^+e^- single photon annihilation at high-energy / E. A. Kuraev, V. S. Fadin // Sov. J. Yad. Fiz. — 1985. — Vol. 41. — P. 733. — [Sov. J. Nucl. Phys. — 1985. — Vol. 41. — P. 466].
- [60] Bonneau, G. Hard photon emission in e^+e^- reactions / G. Bonneau, F. Martin // Nucl. Phys. B. — 1971. — Vol. 27. — P. 381.
- [61] Czyz, H. Four-pion production in τ decays and e^+e^- annihilation: An update / Henryk Czyz, Johann H. Kühn, Agnieszka Wapienik // Phys. Rev. D. — 2008. — Vol. 77. — P. 114005.
- [62] Agostinelli, S. Geant4 — a simulation toolkit / S. Agostinelli [et al.] // Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res., Sect. A. — 2003. — Vol. 506. — P. 250.

- [63] Jadach, S. BHWIDE 1.00: O(alpha) YFS exponentiated Monte Carlo for Bhabha scattering at wide angles for LEP-1 / SLC and LEP-2 / S. Jadach, W. Placzek, B. F. L. Ward // Phys. Lett. B. — 1997. — Vol. 390. — P. 298.
- [64] Achasov, M. N. Study of the process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ in the energy region $400 < \sqrt{s} < 1000$ Mev / M. N. Achasov [et al.] (SND Collaboraion) // Sov. J. Exp. & Theor. Phys. — 2005. — Vol. 101. — P. 1053.
- [65] Котельников, И.А. Издательская система $\text{\LaTeX} 2_{\epsilon}$ по-русски / И.А.Котельников, П.З.Чеботаев. — Новосибирск : Сибирский хронограф, 2004. — 492 с.