



СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ
“СВ.КЛ.ОХРИДСКИ”
ФИЗИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ
КАТЕДРА “АТОМНА ФИЗИКА”

Венелин Валериев Кожухаров

**Изследване на редки полулептонни разпади
на К-мезони**

Специалност 010305 “Физика на елементарните
частици и високите енергии”

Дисертация за присъждане на
образователна и научна степен “доктор”

Научен ръководител: доц.д-р Л.Литов

София 2007г.

Съдържание

1	Увод	5
2	Експерименталният комплекс NA48	10
2.1	Серията от експерименти NA48	10
2.2	Формиране на каонния сноп	12
2.2.1	Формиране на сноп от неутрални каони	13
2.2.2	Формиране на едновременни K^+ и K^- снопове . . .	15
2.2.3	Спектрометър на снопа	16
2.2.4	Разпаден обем	17
2.3	Детекторна система	19
2.3.1	Сцинтилационни вето детектори	19
2.3.2	Магнитен спектрометър	20
2.3.3	Сцинтилационен ходоскоп	22
2.3.4	Електромагнитен калориметър	23
2.3.5	Неутрален ходоскоп	25
2.3.6	Адронен калориметър	25
2.3.7	Мюонен детектор	26
2.4	Тригерна система	27
2.4.1	Тригер от първо ниво	28
2.4.2	Тригер от второ ниво и система за приемане на решението	30
2.5	Централна система за запис на данните	32
2.5.1	Система за събиране на данните и формиране на събитията	32
2.5.2	Трансфер на данните	33
2.6	Софтуер за обработка на данните	34
2.6.1	Реконструкция на данните	35
2.6.2	Софтуер за анализ на данните	38

3	Изследване на разпада $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	40
3.1	Мотивация за изследване на разпадите $K^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$	41
3.2	Експериментални данни	42
3.3	Подход за анализ	43
3.4	Отделяне на разпада $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	44
3.5	Определяне на очаквания фон	50
3.5.1	Физичен фон	51
3.5.2	Фон от случайно съвпаднали събития	54
3.6	Определяне на ефективността за регистрация на $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	56
3.6.1	Ефективност на тригера	56
3.6.2	Геометрична ефективност на детектора	58
3.7	Нормировка	61
3.8	Резултати	62
3.8.1	Проверка на киралната теория на пертурбациите	63
3.8.2	Определяне на CP-нарушаващата компонента на разпада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	65
4	Изследване на разпада K_{e2} и определяне на отношението $R_K = \Gamma(K^\pm \rightarrow e^\pm \nu) / \Gamma(K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu)$	66
4.1	Описание на разпадите $M_{l^\pm \nu}^\pm$ в рамките на Стандартния Модел	66
4.2	Предварително определяне на R_K	68
4.3	Метод за определянето на R_K	69
4.4	Отделяне на разпадите K_{e2} и $K_{\mu 2}$	70
4.5	Взаимодействия на частиците в електромагнитния калориметър	71
4.6	Определяне на фона	76
4.6.1	Фон в K_{e2}	76
4.6.2	Фон в $K_{\mu 2}$	79
4.7	Тригерна ефективност	79
4.8	Геометрична ефективност	80
4.8.1	Радиационни поправки	80
4.9	Резултати	83
4.10	Интерпретация и очаквания	85
5	Предложение за измерване на $Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \nu)$	87
5.1	Описание на разпадите $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$	87
5.2	Стратегия за измерването	89
5.3	Конструкция на експеримента	90
5.3.1	Формиране на снопа	91

5.3.2	Компоненти на детектора	92
5.3.3	Функционални системи	95
5.4	Обобщение	96
6	Научни приноси	97

Глава 1

Увод

Изучаването на елементарните частици бележи началото си с откриването на електрона от Томпсън през 1897г. С течение на времето са открити множество частици, които също биват причислени към класа елементарни. Впечатляващият факт е, че независимо от техния брой, поведението им и взаимодействията между тях се описват изненадващо добре от един физичен модел. В него за истински елементарни се считат кварките и лептоните, като те могат да бъдат групирани в поколения, както е показано на таблица 1.1.

Поколение	I	II	III
Лептони	ν_e	ν_μ	ν_τ
	e	μ	τ
Кварки	u	c	t
	d	s	b

Таблица 1.1: Таблица на елементарните частици в Стандартния Модел

Елементарните частици взаимодействат помежду си посредством преносител на взаимодействието, който също е елементарна частица и за електромагнитното взаимодействие това е фотонът (γ). За слабото това са $W^\pm$ и Z бозоните, а за силното - глюоните g . Математически това се реализира чрез налагане на условието лагранжианът, описващ поведението на системата от елементарни частици, да е калибровъчно инвариантен относно непрекъснатата група на симетрия. По този начин се постига обединяване на слабото и електромагнитното взаимодействие в едно - електрослабо. Заради успеха си в описанието на наблюденията и предсказването на нови феномени, този модел е придобил името

”Стандартен”. Групата на симетрия, използвана в него, е

$$SU(3)_S \times SU(2)_W \times SU(1)_Y \quad (1.1)$$

която е спонтанно нарушена до $SU(3)_S \times SU(1)$ посредством механизма на Хигс.

Въпреки големия успех на Стандартния Модел (СМ), съществуват и няколко въпроса, които ни дават основание да смятаме, че той всъщност е нискоенергетичен ефективен модел, валиден при енергиите, които можем да изследваме в момента:

- Защо броят на поколенията елементарни частици е 3?
- Защо имаме симетрия между кварки и лептони и това чиста случайност ли е?
- Как да включим описание и на гравитационното взаимодействие?

Друга трудност в СМ е описанието на силното взаимодействие при ниски енергии. Поради това, че константата на взаимодействие $\alpha_s \rightarrow 1$, пресмятанията с помощта на теорията на пертурбациите стават невъзможни. За тази цел се използват различни ниско-енергетични ефективни приближения или числени методи (пресмятания на решетка). Това налага въвеждането на допълнителни параметри, които се определят експериментално и се използват след това за нови пресмятания.

От всичко това се вижда, че за разбирането на взаимодействията между елементарните частици са необходими множество експериментални данни. Те се получават от многобройни експерименти, всеки един уникален по своя замисъл и възможности.

Изследването на К-мезоните започва с тяхното откриване в космичните лъчи [8], като изучаването им довежда до множество забележителни открития във физиката на елементарните частици, част от които са:

- Въвеждането на квантовото число странност [9], обясняващо защо каоните се разпадат слабо.
- Наблюдаването на $\theta - \tau$ загадката [10], водеща до хипотезата за нарушаването пространствената четност [11].
- Формулирането на теорията на Кабибо, обединяваща слабите разпади на частиците с и без странност [12].
- Нарушение на произведението от зарядовата и пространствената четност (СР-нарушение) [14].

- Постулиране на съществуването на s -кварк, обясняващ отсъствието на неутрални токове, променящи типа на кварките [13].
- Прякото нарушение на произведението от зарядовата и пространствената четност, установяващо валидността на СМ.

Каоните се състоят от s и u или d кварк и се разпадат посредством слабо взаимодействие. Естествена среда за описанието на тези процеси е Стандартният Модел, но за отчитане на началното и крайното състояние е необходимо използването на ефективни теории на QCD, като най-често това е киралната теория на пертурбациите [15]. Каонните разпади, за които амплитудата в СМ е потисната по една или друга причина, протичат с малка вероятност и са интересни с възможностите, които дават. Развитието на изследванията в тази сфера може условно да се раздели на няколко направления:

- **Търсене на пряко нарушаване на Стандартния Модел**

Ефектите от нарушаване на лептонното число по поколения (LFV) могат да бъдат изучени посредством разпадите $K_L \rightarrow \mu e$, където парциалната вероятност, ако се предположи, че разпадът протича посредством обмена на LFV векторен бозон X , може да се запише $Br(K_L \rightarrow \mu e) = 4.7 \times 10^{-12} \times (148 \text{ TeV} / M_X)^4$. Това показва чувствителността на този разпад към скали от порядъка на стотици TeV.

Други интересни разпади са $K^\pm \rightarrow \pi^\pm X^0$, където X^0 е слабо-взаимодействаща частица (като аксион, частица от MSSM)

- **Измерване на параметрите на Стандартния Модел**

Приносът от Стандартния Модел в редките разпади обикновено е потиснат поради наличието на някакъв ефект - например отсъствието на неутрални токове, променящи поколенията кварки, запазване на спиралността и др. Това ги прави особен подходящи за търсене на "нова физика" посредством измерване на определени фундаментални параметри от Стандартния Модел и търсене на отклонения. Самото измерване от своя страна може да бъде с доста висока прецизност, като пример за това е разпадът $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$, който е чувствителен към параметърът V_{td} от СКМ-матрицата и прецизното измерване на $Br(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu})$ води до неговото определяне. От своя страна това дава и проверка на унитарността на тази матрица.

Друг ефект, който е интересен за проверка, е заложената универсалност на константата на слабото взаимодействие за лептоните. Това се прави посредством изследването на K_{e2} разпадите, потиснати заради спиралността.

- **Търсене на CP-нарушение**

Тази насока е свързана с изучаването на разпадите $K_L \rightarrow \pi^0 l l$. От най-голям интерес е $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, чиято вероятност за разпад се дава от

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \approx 7.6 \times 10^{-5} |V_{cb}|^2 \bar{\eta}^2 \quad (1.2)$$

чувствителен директно към височината на унитарния триъгълник. Използвайки известните параметри на СКМ, предсказанието за тази вероятност е $(3.0 \pm 0.6) \times 10^{-11}$.

От не по-малък интерес са и разпадите $K_L \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$, които, след като се направи корекция за CP-запазващата им компонента от разпада $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ и индиректно нарушаващата компонента от разпада $K_S \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$, могат също да бъдат използвани за определянето на η .

- **Изучаване на силните взаимодействия при ниски придадени импулси**

Това направление е свързано предимно с изследването на разпадите $K_S \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm l^+ l^-$, които се параметризират като функция на дилептонната маса. Формата на спектъра, както и относителната им вероятност за разпад позволяват определянето на параметри от киралната теория на пертурбациите.

Серията от експерименти NA48 в Европейската Организация за Ядрени Изследвания (ЦЕРН) е посветена на изследването на CP-нарушението в системата на K-мезоните, както и изучаването на техните разпади.

В представената дисертация е отразена работата и резултатите по изследването на редките полулептонни разпади $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и K_{e2} . За първи път е наблюдаван разпадът $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и е получена относителната му вероятност, като резултатът е сравнен с теоретичните предсказания. Измерено е отношението $R_K = \Gamma(K^\pm \rightarrow e^\pm \nu) / \Gamma(K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu)$. Представена е бъдещата програма по изучаване на редки каонни разпади в ЦЕРН, свързана с експеримента P326 (NA62).

Дисертацията се състои от Увод (Глава 1), четири глави, заключение и списък на цитираната литература.

В Глава 2 е представено описанието на експерименталния комплекс NA48.

Глава 3 съдържа детайлен анализ на свръх-редкия разпад $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, представени са получените резултати, както и тяхното приложение.

В Глава 4 е представен използваният метод за измерване на отношението $R_K = \Gamma(K^\pm \rightarrow e^\pm \nu)/\Gamma(K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu)$, получените резултати и тяхната интерпретация в рамките на Стандартния Модел и извън него.

Глава 5 е посветена на бъдещата програма, свързана с изучаването на редките каонни разпади. Представен е планираният дизайн на експеримента P326 в ЦЕРН.

В "Научни приноси" са систематизирани основните резултати от дисертационната работа.

Резултатите, представени в настоящата дисертация, са многократно докладвани на колаборационни съвещания на колаборацията NA48, ред международни конференции и са публикувани в [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7]

Глава 2

Експерименталният комплекс NA48

2.1 Серията от експерименти NA48

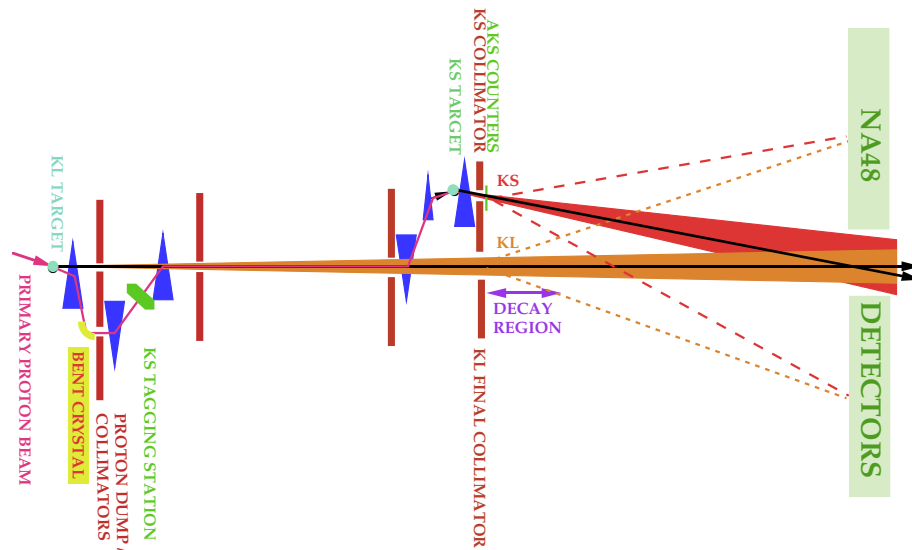
В началото на 90-те години на 20-ти век се получават два резултата по измерване на прякото CP-нарушение в системата на неутралните каони от експериментите NA31 [16] и E731 [17]. Макар и съвместими, те водят до принципно различни заключения относно съществуването на пряко CP-нарушение.

Разминаването в резултатите довежда до планирането на нови два експеримента - NA48 и KTeV, чиято основна задача е прецизното измерване на CP-нарушението в системата на неутралните каони. Това поставя началото на серията от успешни експерименти NA48/X на ускорителя SPS в ЦЕРН ($X=0,1,2,3 \dots$) по изучаване на K-мезоните.

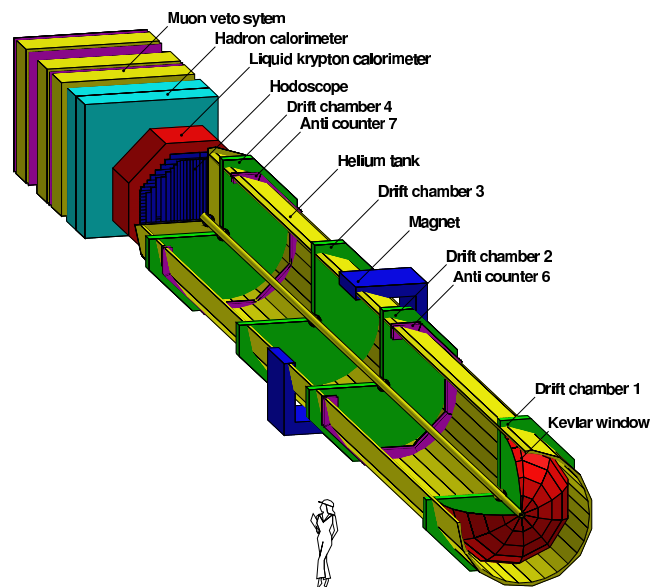
За изучаването на CP-нарушението в $K_S^0 - K_L^0$ експериментът използва едновременни снопове, както е показано схематично на Фигура 2.1.

K_S и K_L се разпадат в полет във вакуум и разпадните им продукти се регистрират от детекторния комплекс NA48, показан на фигура 2.2. Основните детектори и предназначението им са:

- **Магнитен спектрометър:** измерване на импулса на заредените частици
- **Сцинтилационен ходоскоп:** тригериране и дефиниране на време на събитието
- **Електромагнитен калориметър:** измерване енергията на фотони и електрони, както и идентификация на частиците



Фиг. 2.1: Едновременно формиране на K_S и K_L снопове на експеримента NA48



Фиг. 2.2: Схема на детекторния комплекс NA48, получена чрез пакета за симулация на събития GEANT3.2.1

- **Адронен калориметър:** измерване на енергията на адроните, поглъщане на адроните
- **Мюонен детектор:** идентификация на мюони, изработване на тригерен сигнал.

След потвърждаването на резултата за съществуването на пряко CP-нарушение [18, 19] с измерването на

$$\frac{\epsilon'}{\epsilon} = (14.7 \pm 2.2) \times 10^{-4} \quad (2.1)$$

съществуващият детекторен комплекс се използва за изследване на редките разпади на K_S^0 мезоните и неутралните хиперони в рамките на експеримента NA48/1.

През 2003 година експерименталната установка е модифицирана за едновременното формиране на снопове от K^+ и K^- мезони с основна цел изследване на зарядовата асиметрия в $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ разпадите - NA48/2. Получените резултати представляват с един порядък подобрене в точността на измерването [20, 21, 22]. Огромното количество статистика обаче позволява също така изучаването на редки и полулептонни разпади.

Детайлно описание на детекторния комплекс може да бъде намерено в [23].

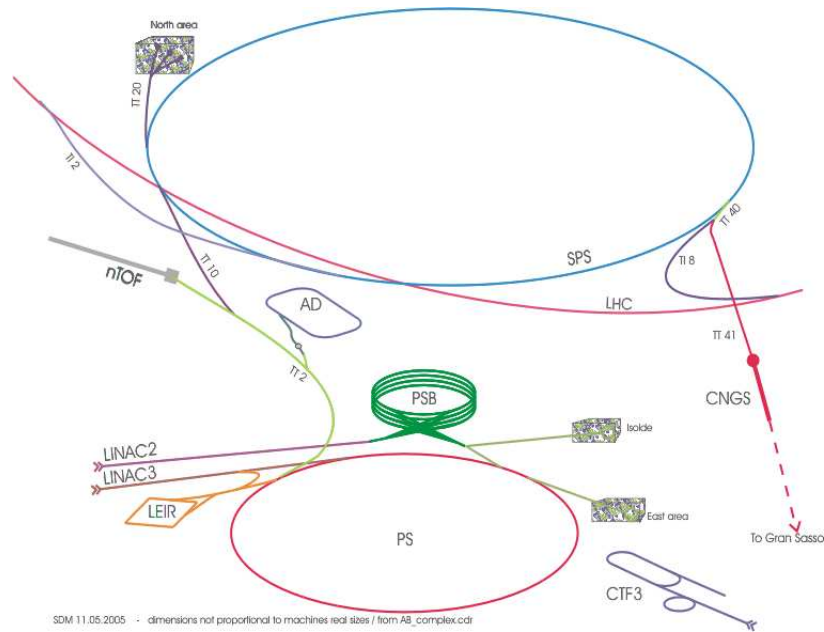
2.2 Формиране на каонния сноп

Протоните, необходими за раждането на K-мезоните, се получават посредством плазмен източник (плазматрон), след което се ускоряват в многостепенна ускорителна система, показана на Фигура 2.3.

Първоначално те преминават през линеен ускорител (Linac-2), където достигат енергия 50 MeV. Система от четири синхротрона (PSB) увеличава енергията на протоните до 1.69 GeV и формира наклонената структура на снопа. Следва протонният синхротрон (PS), където енергията на снопа достига 14 GeV. Последният ускорител е супер протонният синхротрон (SPS), ускорява частиците до 400 GeV.

Протонният сноп се извлича на всеки 16.8 s, като времето, през което интензивността е номинална, е 4.8 s. Веднъж извлечени, протоните се транспортират ($\sim 800m$) до залата на експеримента, намираща се в северната част на SPS.

Поради съществената разлика в сноповете, използвани от NA48/1 и NA48/2, тяхното формиране ще бъде разглеждане отделно.



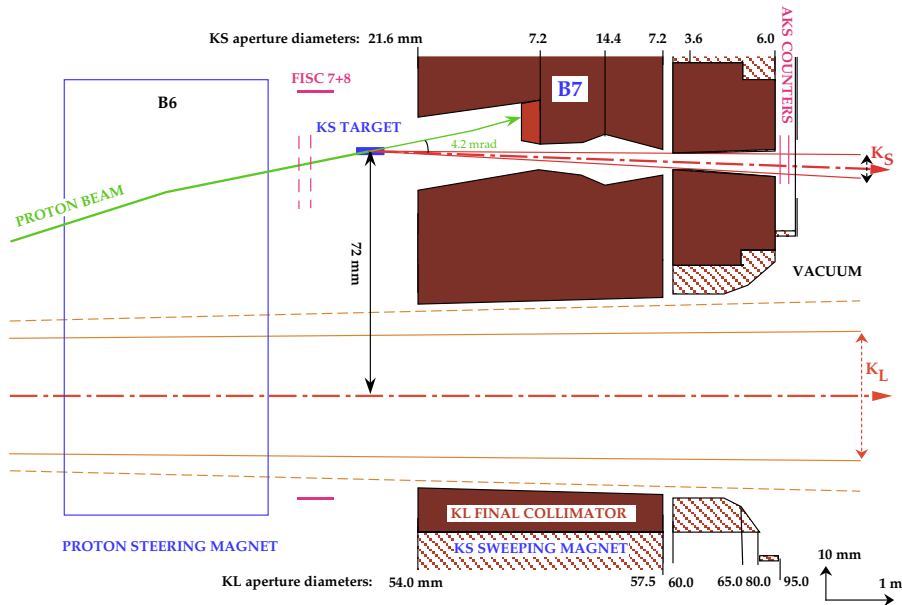
Фиг. 2.3: Ускорителният комплекс в ЦЕРН.

2.2.1 Формиране на сноп от неутрални каони

За едновременно формиране на сноп от K_S и K_L протоните от SPS се фокусират на берилиева мишена с дължина 400 mm (една ядрена дължина на взаимодействие за протоните) и диаметър 2 mm (Фигура 2.1). Родените заредени частици и невзаимодействащите протони се отклоняват от диполен магнит. Неутралният сноп се задава от серия от колиматири, последният от които е разположен на 126 m след мишената, и се състои главно от дългоживущи каони, неутрони и фотони.

Невзаимодействащите протони се насочват към огънат силициев монокристал и част от тях ($\sim 10^{-4}$) удовлетворяват необходимите условия за закривяване в кристалните равнини [24]. Разположеният след кристала колиматор абсорбира останалата част от снопа. Преминалите протони се връщат на оста на неутралния сноп и се транспортират посредством два диполни магнита до K_S мишената, разположена на 120 m след тази за K_L .

Оста на летене на K_L мезоните е приета за ос Z на експеримента. За $Z=0$ се приема положението на K_S мишената, която е разположена на около 6 m преди началото на разпадния обем. X оста сочи към планината Юра, а Y - нагоре.



Фиг. 2.4: Формиране на K_S снопа на експеримента NA48/1.

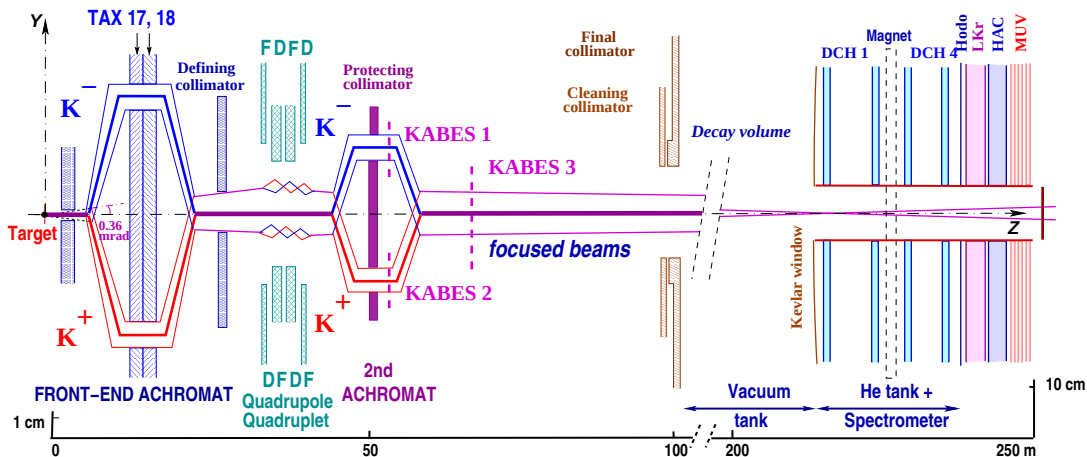
Формиране на K_S снопа на експеримента NA48/1

Формирането на K_S е показано на Фигура 2.4. В експеримента NA48/1 системата за получаването на K_L снопа е премахната и по този начин броят протони, които се транспортират до K_S мишената в рамките на един цикъл, е от порядъка на 5×10^{10} , позволяващ получаването на сноп от K_S и неутрални хиперони с висока интензивност.

Системата от колиматори, разположени след мишената, е с дължина 5.1 m и е наклонена на 0.6 mrad спрямо оста Z. По този начин се осигурява ъгъл на вторичния сноп от 4.8 mrad спрямо протонния сноп. Този ъгъл е избран така, че неутронният поток да е минимален. K_S пресича оста Z в точка, разположена на $\sim 120 \text{ m}$ от мишената, намираща се в детектора.

Самото формиране на неутралния сноп става по следния начин: невзаимодействащите протони се поглъщат в абсорбер, а за поглъщането на фотоните от разпадите на π^0 , родени в мишената, на пътя на K_S снопа е поставен платинен абсорбер с дебелина 24 mm. Около системата от колиматори е разположен магнит със сила 7.5 Tm (B7). Формата на колиматора е направена така, че да поглъща закривените вертикално заредени частици.

Броят на K_S разпадите за един цикъл е около 2×10^5 , като примесът



Фиг. 2.5: Формиране на сноповете от заредени каони на експеримента NA48/2.

от K_L разпади е 3.4×10^3 . Импулсът на K_S снопа е между 60 и 200 GeV със средна стойност около 110 GeV.

2.2.2 Формиране на едновременни K^+ и K^- снопове

Комплексът за формиране на сноповете от заредени каони е схематично представен на Фигура 2.5. Използва се отново берилиева мишена, но този път протонният снап с номинална интензивност 7×10^{11} частици на цикъл се насочва по оста Z на експеримента.

Вторичният снап се задава от колиматор, разположен след мишената, който избира частиците, летящи под ъгли по-малки от 0.36 mrad спрямо оста на експеримента. След дефинирация колиматор се намира първият ахромат, състоящ се от четири диполни магнита с нулево сумарно отклонение, имащ за цел разделянето на снопа на положителна, отрицателна и неутрална компоненти. На пътя на неутралната компонента е поставен поглътител, а двата заредени снопа се формират от колиматорите TAX17,18, през които преминават частиците със среден импулс 60 GeV.

След завръщането си на оста на експеримента, заредените снопове преминават през система от 4 квадруполни магнита, чиято цел е фокусиране на сноповете. По този начин напречният размер на сноповете се намалява от $\sim 5\text{ mm}$ на $\sim 2\text{ mm}$. Снопът последователно преминава през втория ахромат и през трите станции на спектрометъра на снопа - KABES (от KAon BEam Spectrometer).

Тип частици	(+) за цикъл	(-) за цикъл	Отношение +/-
K	2.2	1.3	~ 1.8
π	32	17	1.4
p	6.1	0.6	~ 10
e	6.0	6.0	~ 1
други	~ 1	~ 1	1

Таблица 2.1: Компоненти на зарядения сноп на NA48/2 в единици 10^6 частици

Преди навлизането си в разпадния обем снопът преминава през още два колиматора, които се намират на ~ 120 m от берилиевата мишена.

Така формираният сноп съдържа както каони, така и други родени в мишената зарядени частици, със среден импулс 60 GeV. Приносът на отделните компоненти за един цикъл на ускорителя (7×10^{11} протона на мишената) е представен на таблица 2.2.2.

Основна компонента на снопа са пионите, като каоните са $\sim 5.7\%$ в положителния и $\sim 4.9\%$ в отрицателния сноп. Към категорията “други” се отнасят предимно мюоните, формиращи хало около сноповете. В разпадния обем на експеримента се разпадат приблизително 22 % от каоните и 3 % от пионите. Енергията на снопа е подбрана така, че продуктите на разпад на пионите да остават изцяло в цилиндър с диаметър 15 mm до края на експеримента.

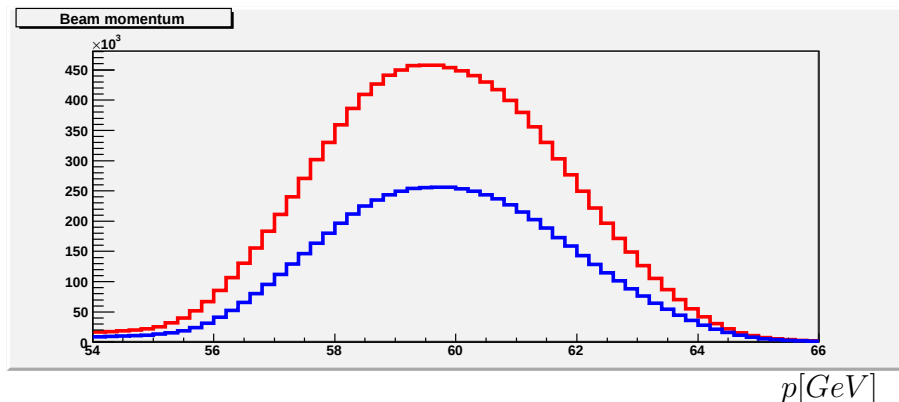
Възстановеният, посредством реконструкцията на $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$ разпади, импулсен спектър на снопа е показан на Фигура 2.6. Ширината на импулсния спектър е около 2 GeV.

По време на набирането на данни поляриността на цялата магнитна система по формирането на сноповете се сменя периодично, като по този начин се сменят пътищата на преминаване на K^+ и K^- .

2.2.3 Спектрометър на снопа

Както вече беше споменато, при формирането на сноповете от зарядени каони е включен детектор, позволяващ измерването на импулса. Той е базиран на основата на времепроекционна камера с малки размери в областта на газовото усилване ($50 \mu m$), тип MICROMEGAS [25]. Неговото бързодействие позволява да се използва при снопове с висока интензивност.

Самият детектор KABES се състои от шест такива камери, групирани



Фиг. 2.6: Реконструиран импулс на K^+ (отгоре) и K^- (отдолу).

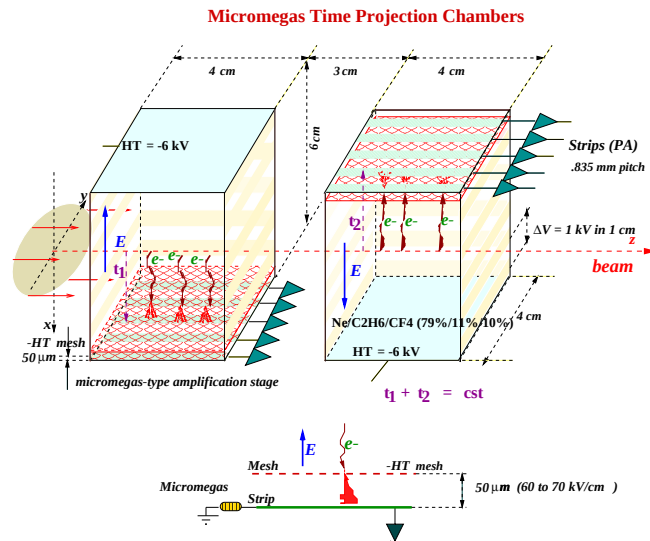
по двойки (както е показано на Фигура 2.7) в три станции - по две в областите на втория ахромат и на мястото, където положителният и отрицателният сноп съвпадат пространствено. Избраната газова смес е $\text{Ne}(79\%) + \text{C}_2\text{H}_6(11\%) + \text{CF}_4(10\%)$. Системата за четене е HPTDC (High Performance TDC) базирана. Детекторът е проектиран така, че да издържа интензивност от 2×10^6 частици в секунда на камера.

Импулсът на частиците се измерва посредством разликата във вертикалните координати в първата (или втората, в зависимост от знака) и третата станция. Разделителната способност при определяне на координатите е около $100 \mu\text{m}$, което дава 0.7% разделителна способност при определяне на импулса. Времовата разделителна способност е около 0.65 ns .

2.2.4 Разпаден обем

След формирането си, сноповете от заредени каони или неутрални каони навлизат в разпадния обем на експеримента. Той представлява цилиндрична вакумна тръба с диаметър 1.92 m в началото и 2.4 m в края. Началото на разпадния обем за K_S снопа е при $Z = 6 \text{ m}$ и той е с дължина 90 m . За заредените каони размерът на разпадния обем е увеличен на 114 m и той започва при $Z = -18 \text{ m}$. Налягането се поддържа по-малко от 10^{-4} mbar , за да се намалят взаимодействията на снопа и разпадните продукти с остатъчния газ.

В края на разпадния обем се намира тънка преграда, изработена от кевлар, която разделя вакума в разпадния обем от газа (хелий при атмосферно налягане) в магнитния спектрометър. Преградата е във формата

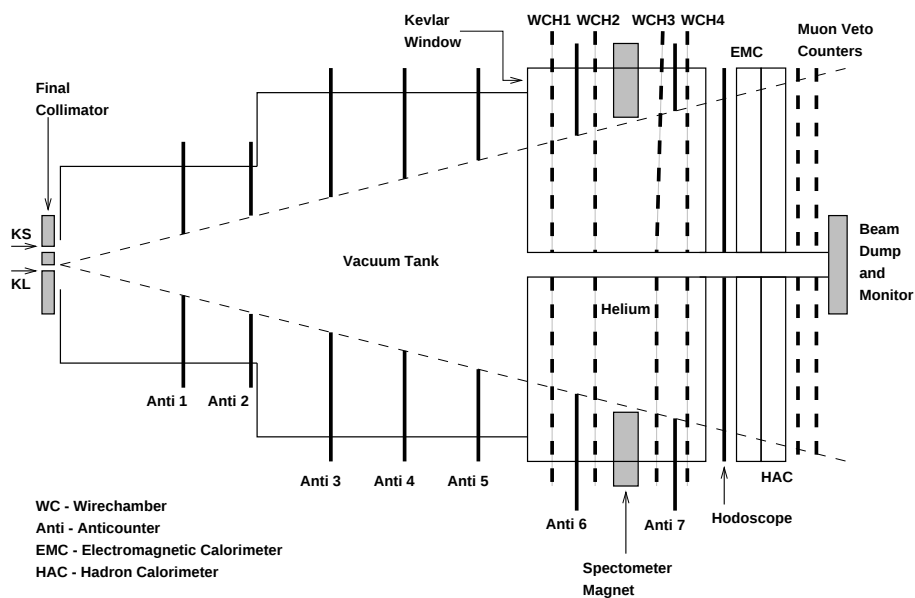


Фиг. 2.7: Принципно устройство на една станция на спектрометъра на снопа.

на част от сфера с радиус на кривината 1.3 m и дебелина 0.9 mm, съответстваща на вещество на пътя на частиците 3×10^{-3} радиационни дължини.

Частиците от снопа, които не са се разпаднали, продължават движението си във вакуум през детекторния комплекс. Това се постига посредством тънкостенна алуминиева тръба с диаметър около 16 cm, преминаваща през средата на всички детектори, която ги отвежда до края на комплекса. Мюоните, родени вследствие на разпадите на пионите в заредените снопове, имат максимален напречен импулс от 30 MeV/c и също остават в тръбата, не достигайки до детекторите.

В разпадния обем присъства слабо нееднородно магнитно поле от порядъка на 5×10^{-5} T, причинено главно от магнитното поле на Земята. Съставена е карта на това поле използвайки измерванията в 33 напречни плоскости и 28 точки във всяка плоскост и то се отчита при симулацията и реконструкцията на събитията.



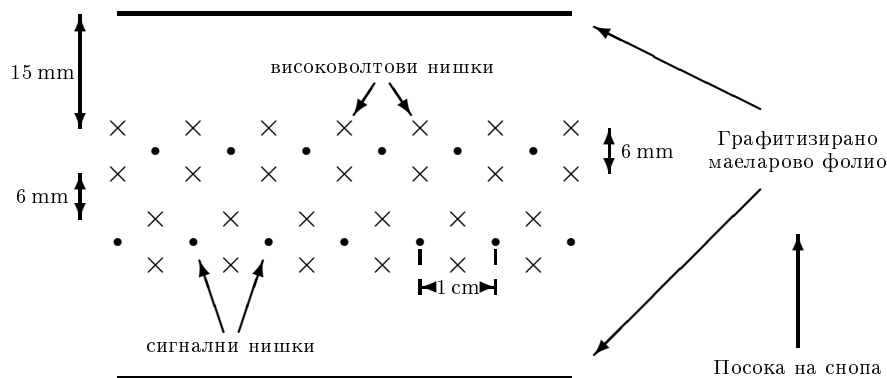
Фиг. 2.8: Разположение на станциите със сцинтилационни вето детектори, означени с ANTI на фигурата.

2.3 Детекторна система

2.3.1 Сцинтилационни вето детектори

Фотоните, които летят извън апертурата на електромагнитния калориметър, се регистрират посредством вето детектори. Те са обединени в седем станции, като пет от тях са около разпадния обем и две са около магнитния спектрометър, както е показано на Фигура 2.8. Всяка от станциите се състои от сцинтилационни броячи, обединени в пръстен. Пред сцинтилаторите с дебелина 10 mm е разположена стоманена плас-тина с дебелина 3.5 cm служеща като конвертор. От двете страни на сцинтилаторите са разположени фотоумножители, чрез които се сема сигналът. За компенсация на зависимостта на полученото време от мяс-тото на попадане на фотона в сцинтилатора се използва усредненото време на сработване на двата фотоумножителя. По този начин се пости-га разделителна способност по време от 0.55 ns.

Сигналът от вето броячите се използва в антисъвпадение при фор-мирането на някои от условията за сработването на тригерната система, откъдето идва и тяхното име.



Фиг. 2.9: Разположение на нишките в една сдвоена плоскост. Изгледът е перпендикулярно на посоката на снопа.

2.3.2 Магнитен спектрометър

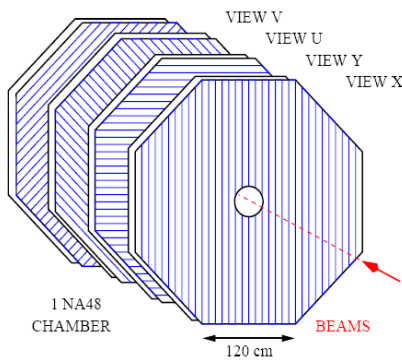
Следите на заредените частици от каонните разпади и техния импулс се измерват от магнитния спектрометър. Той се състои от диполен магнит и четири дрейфови камери, като две са разположени преди магнита и две след него. Спектрометърът е разположен в цилиндричен обем, запълнен с хелий при атмосферно налягане. Магнитното поле е с направление по оста Y , при което заредените частици се закривяват по оста X .

Дрейфовите камери имат формата на правилен осмоъгълник с напречни размери около 2.8 m и активна област около 4.5 m^2 .

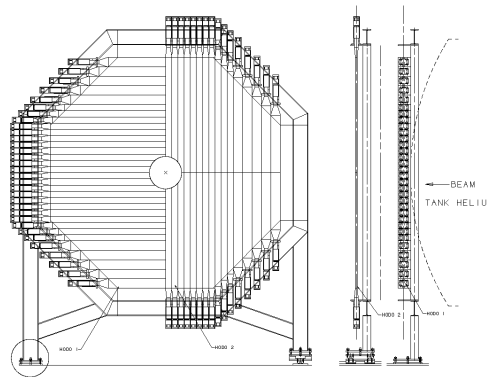
С цел намаляване на ефектите от локални неефективности, постигане на по-добра пространствена разделителна способност и еднозначно определяне на координатите, всяка камера е изградена от четири последователно разположени сдвоени плоскости.

Устройството на една плоскост е показано на Фигура 2.9. Сигналът се снима от 256 позлатени волфрамови нишки, а електричното поле се създава посредством нишки, на които се подава отрицателно напрежение от -2300 V . Плоскостта е затворена от двете страни с графитизирано майларово фолио, на което е подадено напрежение от -1400 V .

Четирите плоскости с ориентация на нишките хоризонтална (X), вертикална (Y) и под ъгли от 45° (U, V) се съединяват както е показано на Фигура 2.10, за да формират една камера. Обемът е запълнен с газова



Фиг. 2.10: Разположение на плоскостите в една дрейфова камера.



Фиг. 2.11: Схема на разположението на сцинтилаторите на ходоскопа.

смес, съдържаща 50% Ag и 50% C_2H_6 при атмосферно налягане. По този начин веществото на пътя на частица, преминаваща през камерата, е 4×10^{-3} радиационни дължини.

При номинални стойности на напрежението, измереното газово усиление е 8×10^4 , а подвижността на електроните е $45 \mu m/ns$. Максималното разстояние на дрейф на електроните е 5 mm, което отговаря на ≈ 100 ns. Използвайки информацията от всичките осем равнини за реконструиране на координатите, се получава пространствена разделителна способност по-добра от $90 \mu m$.

Прецизна геометрична калибровка на камерите се прави периодично по време на набирането на данните посредством мюонен сноп и изключен магнит.

Спектрометричният магнит обхваща изцяло напречното сечение на хелиевия резервоар (диаметърът на хелиевия резервоар е 2.37 m, а вътрешните размери на магнита са $2.4 m \times 3.2 m$). Направени са измервания на трите компоненти на създаваното магнитно поле с помощта на датчици на Хол в 3.5×10^5 точки, при различни стойности на тока в магнита. Точността на измерванията е 0.01 %. Получените стойности са сравнени с пресметнатите и не се отличават от тях на повече от 0.3%. Изменението на интеграла на магнитното поле по траекторията на частицата е по-малко от 6% , сравнено със стойността по оста Z.

По време на набирането на данните, изменението на магнитното поле се контролира посредством два датчика на Хол, като всяка промяна, по-голяма от 0.05 %, се отчита при реконструкцията на събитията.

Използван е различен номинален ток в магнита за двата експеримен-

та. В случая на изследването на K_S разпадите, той е 1200 А или през напречното сечение на двете намотки е 0.9×10^6 ампер-намотки, което дава поле в центъра на магнита от 0.37 Т. Мощността в този случай е 3.1 MW. Това поле води до изменение на напречния импулс на частиците с $\Delta P_x = 257 \text{ MeV}$ и разделителна способност по импулси

$$\frac{\delta p}{p} = 0.48\% \oplus 0.009 * p[\text{GeV}/c]\% \quad (2.2)$$

Разделителната способност в масата на К-мезона, реконструиран от разпада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, е 2.5 MeV.

За заредените каони токът в магнита е намален на 540 А, което се определя главно от факта, че снопът от неразпаднали се частици (каони и пиони) трябва да остане във вакумната тръба, докато бъде изведен извън апертурата на детекторите. При тази стойност изменението на напречния импулс е $\sim 120 \text{ MeV}$, разделителната способност по импулси е

$$\frac{\delta p}{p} = 1.02\% \oplus 0.044 * p[\text{GeV}/c]\% \quad (2.3)$$

а разделителната способност в масата на $K^\pm$ е 1.7 MeV, реконструирана по разпада $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\pm$.

2.3.3 Сцинтилационен ходоскоп

За бърза регистрация на заредена частица, която преминава през детекторния комплекс, се използва сцинтилационен ходоскоп. Той се намира след хелиевия резервоар и се състои от две плоскости. Всяка от тях съдържа по 64 сцинтилационни брояча, разположени вертикално или хоризонтално, както е показано на Фигура 2.11.

Дебелината на пластмасовите сцинтилатори е 2 cm, ширината на централните 2x22 е 6.5 cm, а на крайните 4x5 - 9 cm. Дължината на сцинтилаторите се изменя от 121 cm в центъра до 60 cm в периферията, така че кръг, с диаметър 121 cm, да се съдържа напълно в ходоскопа. Светлината от сцинтилаторите се събира посредством пластмасови световоди, след което постъпва на фотоумножители.

Разделителната способност по време на ходоскопа е 170 ps, поради което той се използва както за формиране на тригерния сигнал, така и за измерване на времето на събитията.

Атомен номер	$Z = 36$
Масово число	$A = 84$
Температура на кипене	$120^{\circ}C$
Плътност при $120^{\circ}C$	$\rho = 2.41 g/cm^3$
Радиационна дължина	$X_0 = 4.7 cm$
Радиус на Молиер	$R_M = 4.7 cm$
Дължина на взаимодействие	$60 cm$
Енергия за получаване на електрон-йонна двойка	$W = 20.5 eV$
Критическа енергия	$E_c = 21.51 MeV$
Дрейфова скорост (при $3 kV/cm$)	$v_d^e \approx 3 mm/\mu s$
Време на свободен живот на електрон	$T_c \approx 300 \mu s$

Таблица 2.2: По-важни параметри на криптона, определящи избора му като йонизационна среда за калориметъра.

2.3.4 Електромагнитен калориметър

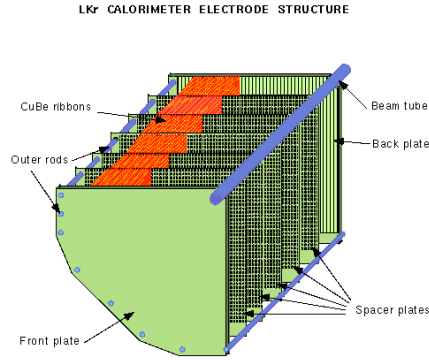
Електромагнитният калориметър (LKR) на експеримента NA48 представлява квази-хомогенна йонизационна камера, като активният обем е запълнен с втечен благороден газ - криптон. Предимството на такъв тип калориметър е, че след пречистването на газа, сигналът е стабилен (отсъства проблем със стареенето) и силно корелиран с енергията, оставена в калориметъра от йонизиращата частица. Криптонът е избран поради свойствата му, представени в таблица 2.2.

Малката радиационна дължина и радиус на Молиер позволяват да се направи компактен детектор, в който електромагнитната лавина да се развие напълно. Дължината на детектора е $127 cm$, а напречното сечение е приблизително с формата на осмоъгълник, с площ $5.3 m^2$ (общо около 20 тона течен криптон). Активният обем е разделен, посредством медно-берилиеви ленти, на 13248 клетки, всяка от които е с напречни размери $2 \times 2 cm^2$ и представлява пресечена пирамида, върхът на която се намира в центъра на разпадния обем. По този начин се осигурява проективна геометрия, намаляваща зависимостта на измерената енергия от ъгъла, под който навлиза частицата. Положението на лентите в тялото на калориметъра се стабилизира от пет допълнителни плоскости, както е показано на Фигура 2.12.

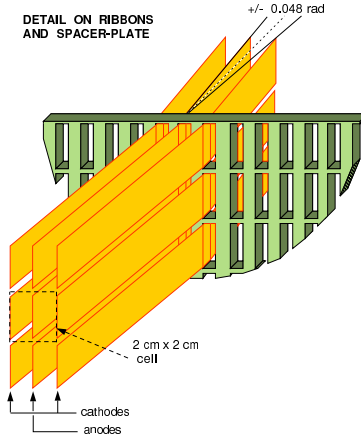
Видът на една клетка е представен на фигура 2.13. Катодните ленти са заземени, а на анодната лента в средата на клетката е подадено напрежение от $3 kV$. Самите ленти имат акордеонна структура за минимизирането на ефектите върху лавини, развиващи се по катода. Времето,

LKr Calorimeter electrode structure

- [postscript file](#)



Фиг. 2.12: Квадрант от електромагнитния калориметър.



Фиг. 2.13: Схема на клетките.

необходимо за събирането на заряда, отделен в клетка, е 100 пъти по-малко от средното време за захват на електроните.

Целият детектор е поместен във вакуумно изолиран криостат с цел поддържането на температурата с точност 0.1 %, тъй като изменението на дрейфовата скорост на електроните се дава от $\Delta v_d/v_d = -0.87\% \Delta T$, където ΔT е изменението на температурата в градуси. Материалът на криостата представлява $0.65 X_0$ на пътя на фотоните и води до загуба на енергия ≈ 50 MeV.

Общият заряд, който се получава от една частица, е разпределен в средно 120 клетки. Токът, който се индуцира на анода в клетка, с пълен заряд q , е $I = \frac{q \cdot v_d}{D}$, където D е ширината на клетката. Той е пропорционален на заряда и съответно на енергията, оставена в тази клетка, с коефициент на пропорционалност, еднакъв за всички клетки. Токът се усилва от предусилвател и се цифрова в специално разработен модул, CPD, на всеки 25 ns. Оцифрованите сигнали се подават на допълнителен модул ("Data Concentrator"), който избира само клетки със сигнал над определен праг и по този начин броят записани клетки се свежда до 100 на една електромагнитна лавина.

Линейността на отклика на електромагнитния калориметър е в рамките на 0.1% и е получена използвайки електрони от $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$ разпада, чиито импулс се измерва в спектрометъра. Измерената разделителната способност по енергия се параметризира като:

$$\frac{\delta(E)}{E} = \frac{0.032}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.09}{E} \oplus 0.0042, \quad (2.4)$$

където E е в GeV. Пространствената разделителна способност е определена чрез сравнение на проекцията на електроните от магнитния спектрометър с реконструирания център на лавината и е

$$\sigma(x) \simeq \sigma(y) = \frac{4.2mm}{\sqrt{E}} \oplus 0.6mm, [E] = GeV. \quad (2.5)$$

По този начин, за частица с енергия 20 GeV, точността на определяне на координатите е 1 mm, а на енергията - 1 %. Разделителната способност по време на калориметъра е около 500 ps.

2.3.5 Неутрален ходоскоп

На дълбочина 9.5 радиационни дължини в електромагнитния калориметър е разположен неутрален ходоскоп, който е изграден от вертикални сцинтилаторни нишки, групирани в 256 групи по 20 нишки в група. Сигналите се четат посредством фотоумножители и се използват в тригера, тъй като разделителната способност по време на NHOD е 250 ps.

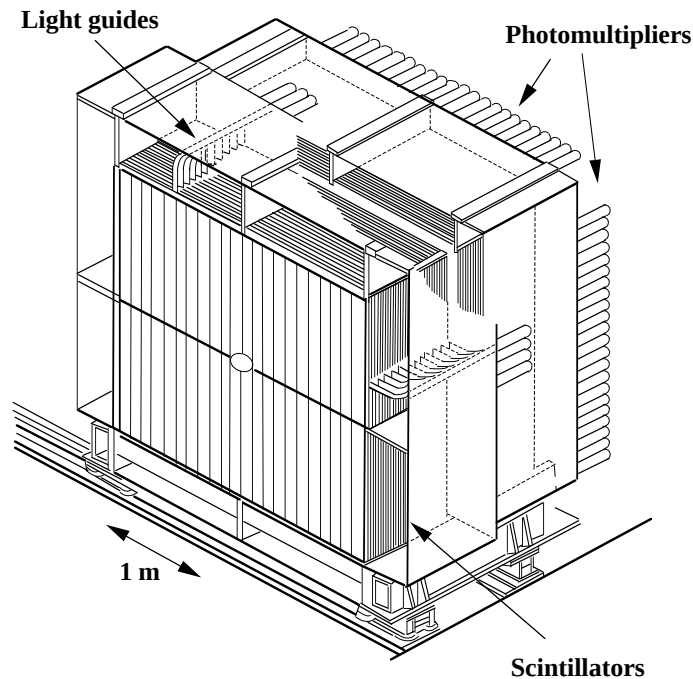
2.3.6 Адронен калориметър

След електромагнитния калориметър е разположен адронният калориметър, имащ за цел измерването на енергията на силно взаимодействащите частици. Той представлява желязно-сцинтилаторен сандвич, както е показано на Фигура 2.14 с напречен размер на активната област от $2.7m \times 2.7m$.

Калориметърът се състои от два последователно разположени модула, всеки съдържащ по 24 желязни плоскости с дебелина 2.5 cm между които се намират сцинтилаторите. Сигналът се транспортира посредством световоди до фотоумножители, разположени в задната част на детектора. За дигитализацията се използва CPD, като сигналите предварително се преобразуват, за да наподобяват тези от LKR.

Общата дебелина на желязото е 1.2 m, съответстваща на около 7 дължини на взаимодействие. Получената разделителната способност по енергия се задава от $\sigma(E)/E = 65\%/\sqrt{E}$, E изразена в GeV.

Адронният калориметър се използва предимно в тригера на събития с неутрални частици като вето, както и за идентификация на мюони и за определяне на ефективността на мюонното вето.

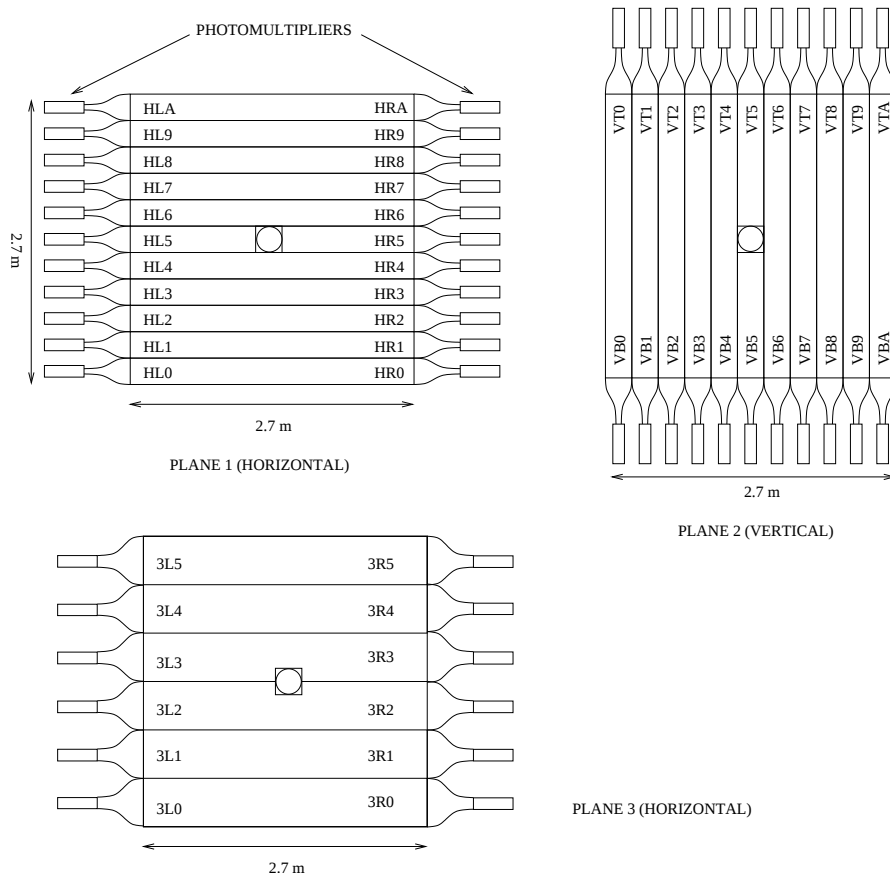


Фиг. 2.14: Структура на адронния калориметър.

2.3.7 Мюонен детектор

Системата за регистрация на мюоните е разположена след адронния калориметър и се състои от три равнини със сцинтилатори, както е показано на Фигура 2.15. Пред всяка една от равнините има желязна стена с дебелина от 80 cm за поглъщане на адроните. Първите две плоскости съдържат 11 сцинтилатора с дебелина 10 mm, а третата - 6 сцинтилатора с дебелина 6 mm. Светлината от двата края на сцинтилаторите (с изключение на централните) се подава на фотоумножители, а сигналът от тях се разделя на две, като едната част се използва за формиране на тригерен сигнал. Втората част се подава на входа на време-цифрови преобразователи, работещи с честота 1 GHz и информацията се предава за последваща обработка.

Разделителната способност по време на тригера е около 1.2 ns, а на последващия реконструиран сигнал - 350 ps. Основното предназначение на мюонния детектор е като вето за събития, в които има мюон (като $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$, които са нежелани при измерването на ϵ'/ϵ). В експеримента NA48/1 тригерът, формиран от мюонния сигнал, е един от основните за експеримента, като през него преминават $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ събитията.

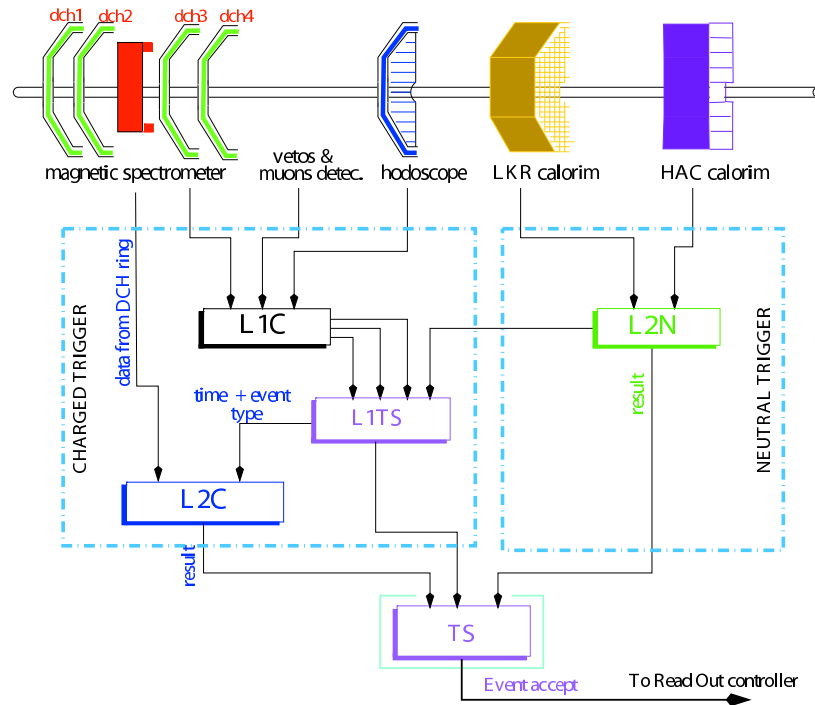


Фиг. 2.15: Разположение на сцинтилаторите в различните плоскости на мюонния детектор.

2.4 Тригерна система

Честотата на събитията в детекторите на експеримента NA48 е от порядъка на MHz и е необходимо само интересните да бъдат подбрани и записани. Този брой е необходимо да се сведе до около 50000 събития за цикъл на ускорителя, които след това се записват на диск.

Системата за приемане на решение е изпълнена на три нива - събитията трябва да удовлетворява последователно условията на всяко едно от тях, за да бъде записано за последващ анализ. Първите две нива целят намаляването на порядък честотата на събитията. Освен изброените три нива се използва и предварителен тригер (L0), базиран само на логически сигнал от ходоскопа, за филтриране на събития със заредени частици. Тригерът от трето ниво представлява софтуерен филтър, базиран на об-



Фиг. 2.16: Схема на системата за приемане на решения на експеримента NA48.

работените вече данни и, поради естеството си, ще бъде разгледан при реконструкцията на събитията.

Най-общо схемата на тригера е показана на Фигура 2.16.

Последователно ще бъдат разгледани отделните му компоненти.

2.4.1 Тригер от първо ниво

За реализацията на първичният отбор на събитията се използва информацията от бързата електроника на спектрометъра, заредения ходоскоп, мюонния детектор, сцинтилационните вето детектори, електромагнитния калориметър и неутралния ходоскоп.

За да се формира тригерния сигнал от електромагнитния калориметър, информацията от него претърпява следната преработка:

- Аналоговите сигнали от клетките на калориметъра се сумират в групи с размер 2×8 клетки. Тази обработка се извършва непосредствено в CPD модулите.

- Сумираните сигнали се оцифроват с помощта на 10-битово бързо АЦП, като се извършва филтрация на шумовете чрез сравняване със зададени предварително прагове. След това се извършва сумиране на сигналите в 64 хоризонтални и вертикални ивици.
- В така получената информация се търсят съвпадащи по време пикове, които отговарят на проекциите на сигнала от лавините върху координатните оси. Това се използва за детектиране на събития с фотони в крайно състояние.
- Пресмятат се нулевият, първият и вторият момент, характеризирани отделената в електромагнитния калориметър енергия.

$$M_{nx} = \sum_{N_{cells}} x_i^n E_i, \quad M_{ny} = \sum_{N_{cells}} y_i^n E_i \quad (2.6)$$

Нулевият момент представлява пълната енергия, отделена в калориметъра, а първият - нейният гравитационен център.

- Получената информация се опакова с помощта на таблица за съответствия ("Look up table").

Изработените по този начин сигнали, които се подават на системата за приемане на решение от първо ниво, както и на какво те съответстват, са описани по-долу:

- **Q1:** Поне едно съвпадение между сигналите от първата и втората плоскост на ходоскопа в един и същ квадрант.
- **Q2:** Поне две съвпадения в 16 подквадранта на ходоскопа. Всеки от квадрантите се разделя на подквадранти по следния начин: 9-те вътрешни сцинтилатора с обща ширина от $9 \times 6.5 \text{ cm} = 58.5 \text{ cm}$ се причисляват към вътрешния подквадрант, а 7-те външни сцинтилатора с обща ширина $2 \times 6.5 \text{ cm} + 5 \times 9.9 \text{ cm} = 62.5 \text{ cm}$ - към външния подквадрант.
- **Qx:** Поне две съвпадения в диагонално разположени квадранти.
- **AKL:** Сигнал от поне един от пръстените от сцинтилационни вето броячи.
- **1μ:** Съвпадения между сигнал от първата и втората плоскост на мюонния детектор.

- $2\mu - loose$: Сигнал от поне два сцинтилатора от първата плоскост и сигнал от втората плоскост (или обратното) на мюонният детектор.
- $2\mu - tight$: Сигнал от поне два сцинтилатора в първата и втората плоскост на мюонния детектор.
- E_{LKr} : Отделена енергия в електромагнитния калориметър по-голяма от 10 GeV.
- NT-PEAK: Повече от два пика във всяка от проекциите на LKr-a.
- T0N: Сигнал от неутралния ходоскоп.
- NT-NOPEAK: Пълна отделена енергия в електромагнитният калориметър $E_{LKr} > 15\text{GeV}$ и радиус на гравитационния център $R_{COG} < 30\text{cm}$.

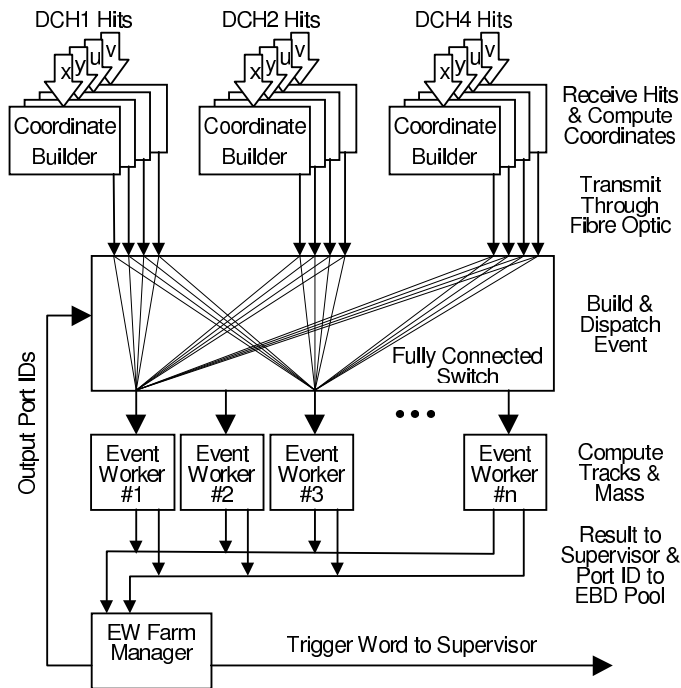
Условията, на които трябва да отговаря едно събитие, се определят от неговата топология и се задават като комбинации от различните сигнали от детекторите в системата за приемане на решението. На изхода на тригера от първо ниво се генерира 3-битов код, който след това постъпва в тригера от второ ниво.

2.4.2 Тригер от второ ниво и система за приемане на решението

Тригерът от второ ниво има за цел да направи бърза реконструкция на кинематиката на събитието и въз основа на това да се вземе решение.

Най-общо схемата му на работа е представена на Фигура 2.17, като отделните подсистеми са:

- **Изчисляване на координатите (СВ):** Целта на този блок е, използвайки сигналите от съседни проводници от сдвоена плоскост на камера, да пресметне координатата. Алгоритъмът използва таблица на съответствията, чрез която от 2-те времена на дрейф спрямо времето от ходоскопа и номерата на проводниците се получава директно координата.
- **Формиране на събитие и предаване (EBD):** За формирането на събитието се използва само информацията от първа, втора и четвърта дрейфова камера. По този начин се получават 12 листа с координати (3 камери $\times$ 4 листа от камера), които се обединяват в един и се предават за последваща обработка.



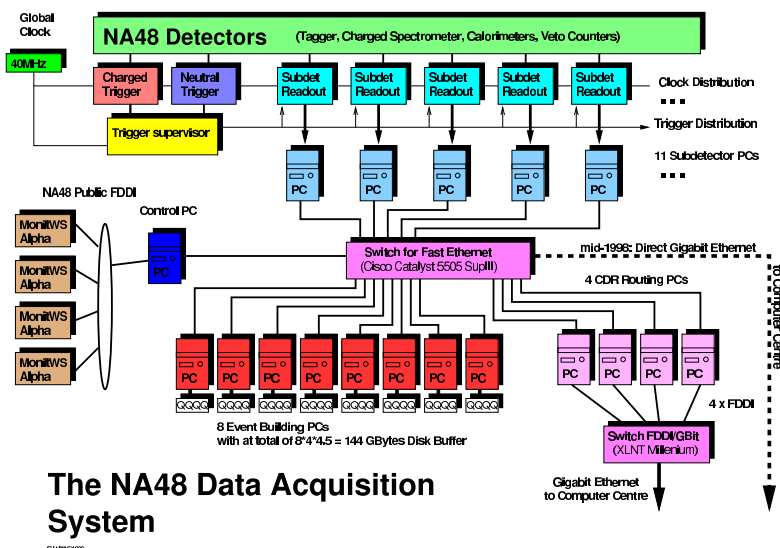
Фиг. 2.17: Блокова диаграма на работата на L2 тригера.

- **Реконструкция на събитието:** Тази стъпка е реализирана посредством клъстер от микропроцесори.

Първата цел е да се реконструират пространствените точки за всяка камера от координатните листове за различните сдвоени плоскости. От отрязъците от траекториите на заредените частици, възстановени от първа и втора камера, се възстановява предполагаемата Z -координата на разпад. Импулсите се реконструират използвайки и информацията от четвъртата камера, а от тях се изчислява инвариантната маса на събитията или липсваща маса (поради това тригерът от второ ниво е наричан "MassBox", MBX).

- **Вземане на решения:** Конкретният алгоритъм за вземането на решение зависи от 3-битовия код, изработен от тригера от първо ниво, като се използват реконструираните параметри на събитието.

Задачата от събиране, форматиране, задаване на време и разпространение на тригерния сигнал до различните контролери за четене на детекторите се изпълнява от системата за приемане на решението от първо и второ ниво. Също така тук се формира тригерната дума и времеви маркер - уникален за всяко събитие.



Фиг. 2.18: Формиране на събитията на експеримента NA48.

За контрол на веригата на тригера и ефективността му се записват и събития, които отговарят на минимални изисквания ("minimum bias trigger"), като за тях се въвежда и допълнителен фактор за намаляване броя на събитията.

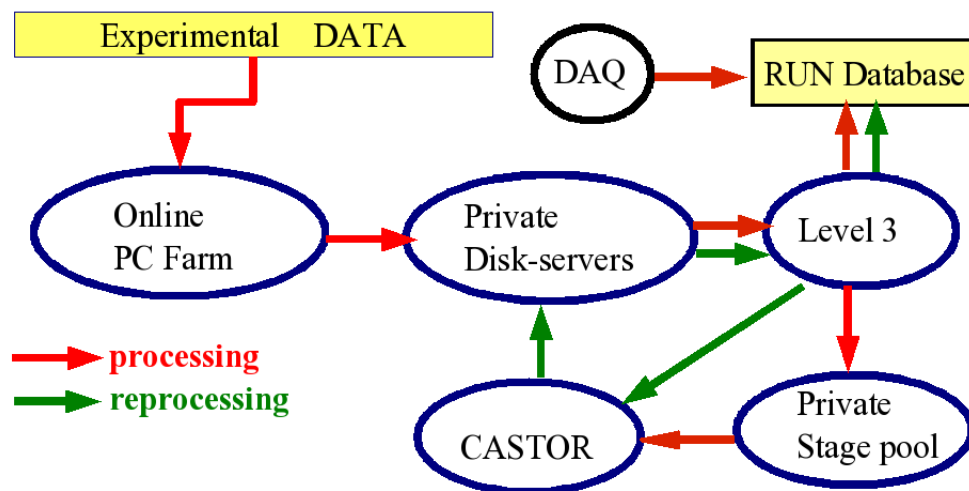
2.5 Централна система за запис на данните

Централната система за запис на данните от експеримента има за цел да формира информацията от тригерираните събития във вид, подходящ за последваща обработка, да осигури бързото и надеждно пренасяне на тази информация от мястото на експеримента до централната система за съхранение на данни в ЦЕРН, както и да осигури първоначалната реконструкция на събитията.

2.5.1 Система за събиране на данните и формиране на събитията

Системата за събиране на данни е показана на Фигура 2.18 и е организирана посредством серия от интерфейси към компютърна ферма, където отделните фрагменти от детекторите се комбинират в цялостно събитие.

Докато постъпва сноп от ускорителя SPS всички детектори изпращат фрагменти на събитията към прилежащите им детекторни компютри



Фиг. 2.19: Блокова схема на централната система за запис на данните.

посредством специално разработен интерфейс, позволяващ трансфер на данни със скорост до 150 MByte/s. Във времето, докато няма сноп, натрупаните данни се изпращат на клъстер от 8 компютъра, където става преобразуването и пренареждането им от детекторно базирани в събитийно базирани фрагменти - т.е. информацията от различните детектори, отнасяща се за едно събитие, се обединява.

2.5.2 Трансфер на данните

Пътят на данните от експеримента до подходяща за анализ форма е показан на Фигура 2.19.

Данните от компютърната ферма на експеримента (така наречените "сурови данни") се изпращат посредством гигабитов суич към буфер от дискови сървъри, които се намират в компютърния център в ЦЕРН. С цел бърз трансфер на данните връзката е несигурна - няма проверка за успешен трансфер. Общото дисково пространство е около 12 ТВ и осигурява около четиридневен буфер за данните, постъпващи от детекторния комплекс.

Ако трансфера на всички фрагменти, прилежащи на един цикъл на ускорителя, е успешен, следващата стъпка е обединяването им и първичната реконструкция. Това се извършва от програмата на тригера от трето ниво - L3, която работи на централния компютърен клъстер в ЦЕРН. В случай на загуба на някой от фрагментите, останалите фраг-

менти се изтриват. Най-честите причини за това са свързани с мрежови проблеми, като количеството изгубени цикли е около 1%.

Освен информацията от детекторите, се записва и информация за моментното състояние на детекторния комплекс, като ток в спектрометричния магнит, кои детектори са оперирали, тип на снопа (каонен, мюонен, електронен, ета-мезони) и други. Въз основа на нея се избира алгоритъмът за реконструкция от L3 и типа на изходния формат.

Цялата система по събиране, трансфер и реконструкция на данните е автоматизирана и изисква минимална човешка намеса, нужна само при сериозни проблеми в системата (хардуерни проблеми, моментен недостиг на компютърни ресурси и др.). На всяка стъпка се извършва проверка за грешки и при наличие на такива, цялата информация от този цикъл на ускорителя се изтрива.

2.6 Софтуер за обработка на данните

Данните от един цикъл претърпяват следните промени:

$$\begin{array}{ccccc} \text{raw (goldraw)} & \longrightarrow & \text{compact} & \longrightarrow & \text{supercompact} \\ 500 \text{ MB} & \sim 1/4 & 120 \text{ MB} & \sim 1/3 - 1/4 & 30-40 \text{ MB} \end{array}$$

За типичен тримесечен сеанс на експеримента с 60% ефективност, обемът на записаните данните е 120 TB "goldraw", 30 TB "compact" и 8 TB "supercompact".

При преминаването от "raw" към "compact" се извършва първоначална реконструкция на данните, имаща за цел превръщането на информацията от детекторите във вид на физични величини, които да бъдат използвани в последващия анализ.

Освен първоначално реконструираният формат "compact", съществува още една стъпка на преобразуване на данните - във формат "supercompact". В него се съдържа изключително физичната информация, като за намаляване на обема данни, величините се отрязват само до необходимите значещи цифри (4-5 в най-общия случай). При тази стъпка също така се прилагат и фините калибровки, получени посредством обработка на данните от "compact" формата.

2.6.1 Реконструкция на данните

Реконструкция на следи на заредени частици

Отчитайки номерата на сработилите нишки в плоскостите на всяка камера се сформират така наречените клъстери, които представляват сработване на две съседни нишки в двата сигнални слоя на една сдвоена плоскост. Във всяка от четирите равнини (X,Y,U,V) се строи сегмент от клъстер в DCH1 и клъстер в DCH2. Така се образуват проекции на следата в съответните равнини. Чрез тях и клъстерите в DCH4, отчитайки отклонението в магнита, както и от магнитното поле на Земята, се реконструират и кандидатите за следи. При тяхното образуване не се използва времева информация. При намирането на кандидатите се проверяват и редица условия за съгласуваност между равнините, между проекциите преди и след магнита, както и геометрични изисквания за произхода и преминаването на следите. По този начин се изхвърлят “фалшиви” следи и такива, които не биха могли да са следствие на разпад в разпадния обем. Правят се корекции, отчитайки многократното разсейване и остатъчната намагнитеност в обема на спектрометъра.

Чрез информацията за времената на дрейф от всеки кандидат за следа се построява една или няколко следи. Използвайки картата на магнитното поле в магнита и геометричните константи, описващи точното местоположение на частите на спектрометъра, се реконструират и импулсите на всяка следа.

За реконструкция на точката на разпад се използва калманов филтър, като се извършва екстраполация на следите в разпадния обем, отчитайки остатъчното магнитно поле в него, както и последваща екстраполация от точката на разпад до спектрометъра. Този начин позволява да се коригират измерените от спектрометъра ъгли и импулси. В експеримента NA48/1 точката на разпад се реконструира само от двойки следи с противоположни знаци, като по този начин се намалява времето за обработка на едно събитие. За NA48/2 се реконструират само точки на разпад, формирани от три заредени частици, без да се следи заряда им.

Реконструкция на клъстери в електромагнитния калориметър

Чрез детектирането на сигналите от електромагнитните лавини се определя пълната енергия на електрони/позитрони и фотони, както и координатите на попадането им в калориметъра. Останалите частици могат да отделят само част от пълната си енергия в LKr. Реконструкцията минава през няколко етапа.

1.Измежду всички клетки се търсят такива, чиято енергия е над определен енергетичен праг (300 MeV) .Това се прави с цел да се избегне възникването на “фалшиви” клъстери, дължащи се на различни шумове в детектора.

2.От така намерените клетки (по намаляваща енергия) се дефинира клъстер, ако средната клетка е локален максимум за осемте заобикалящи я в пространството клетки (3x3 конфигурация). Това ограничение се прави с цел да се минимизира намирането на “фалшиви” клъстери и в същото време да се запази висока ефективността за регистриране на частици. В първо приближение за енергия на клъстера се взема енергията на централната клетка, а за координати - координатите на центъра на тежестта на 3x3 клъстерните клетки. Тези координати (по x и y) се дават в равнината, където частиците попадат в LKr (“лицето” на LKr). Застъпване на намерените клъстери е допустимо.

3.Преглежда се всяка една клетка, която се намира в област 19x19 клетки около локалните максимуми, като се търси в колко и кои клъстери може да участва тя. Ако дадена клетка се намира в два или повече клъстера то енергията ѝ се разпределя между тези клъстери съгласно формулата:

$$E_i = E_{cell} W_i / (\sum W_j) \quad (2.7)$$

където W_j е очакваната енергия в клетката от клъстера j , изчислена чрез първото приближение за енергия на клъстера, разстоянието между клъстера и клетката, както и очакваният енергетичен профил направен на базата на Монте Карло (МС) симулация на отклика на LKr.

Вследствие на тази процедура имаме ново приближение за енергията и координатите на всеки клъстер, използвайки разпределението на енергията на клетките между клъстерите. След нея се правят няколко типа корекции, отчитащи влиянието на различни ефекти върху изчислените параметри.

1.Корекция на координатите на клъстера, отчитаща крайната (дискретна) големина на клетките, зависимостта от енергията, зигзагообразната форма на електродите, влиянието между съседни електроди.

2.Корекция на ширината на клъстера (средноквадратично отклонение на разпределението на енергията по x и y , използвайки 5x5 клетки около максимума), нужна за отчитане на зависимостта и от конкретното място на попадане на частицата в клетката.

3.Корекции на енергията на клъстера. Отчитат се вариациите на разпределението на енергията по x и y , дължащи се на неефективност при събиране на заряда близо до анода и изменения на електричното поле

между електродите. Отчитат се ефектите при натрупване на пространствен заряд между електродите, нелинейностите в отклика на LKr, енергетичните загуби на фотоните във веществото пред калориметъра, общата енергетична скала, флуктуациите на пиедесталите на записващите АЦП-та, загубата на сигнали вследствие на ненулевия праг за сработване на АЦП-тата, енергетичните загуби по краищата на детектора.

Тригер от трето ниво

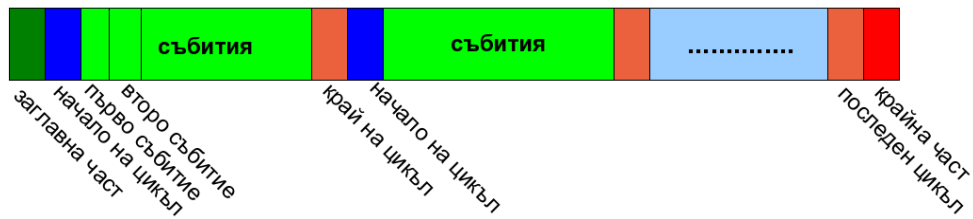
Тригерът от трето ниво представлява самата програма за реконструкция на данните. Основните изходни формати на L3 са два, записващи се едновременно. Първият представлява обединените фрагменти, включващи всички събития от всички детектори - т.н. "golddraw". Големината на изходния файл е около 500 MB / цикъл. Вторият формат е така нареченият "compact", който съдържа информация за реконструирани вече обекти - лавини в калориметрите, реконструирани следи на заредени частици и други. Големината на изходния файл е около 120 MB/цикъл. И двата изходни формата се записват на централната система за съхраняване на данните в ЦЕРН.

Форматът "golddraw" е необходим поради това, че подготовката на данните за анализ се прави на два етапа. Първият е реконструкцията им докато трае набирането им. След края на сеанса обикновено се извършва повторна калибровка на всички детектори, използвайки реконструираните данни (като калибровка магнитното поле, фина времева калибровка и др.). Когато всички детектори са калибрирани, се извършва повторна реконструкция на данните до формата "compact", стартирайки от "golddraw".

По време на първичната реконструкция е възможно отсяването на събития, които удовлетворяват критериите за интересувачи ни разпади. За да се намали обема на записването на ленти или твърди дискове данни се извършва филтрация на събитията, като ненужните се изтриват. За контрол на този филтър една част от събитията се записват без да се проверяват за допълнителни условия ("auto-pass"). Този филтър е от голямо значение за експеримента NA48/1, поради ограничените възможности за съхраняване на данни.

Софтуер за симулация на събития

За симулиране на събития се използва програмен пакет, базиран на GEANT3.2.1 [27]. В него се възпроизвежда напълно отклика на детектора и на четящата електроника, като изходният формат е същият, ка-



Фиг. 2.20: Структура на входните данни.

то този на експерименталните данни. Като калибровка се използва състоянието на детектора за конкретния период, който симулираме (това включва локални неефективности на камерите, "мъртви клетки" в електромагнитния калориметър, т.н.). По този начин се постига максимално съответствие с набраните данни.

След като бъдат симулирани, пътят на събитията е еднакъв като за експерименталните данни - те се реконструират с помощта на подпрограмите от L3 и се обработват със стандартния пакет за анализ на данни.

2.6.2 Софтуер за анализ на данните

Веднъж подготвени за анализ, данните се обработват посредством специално разработен софтуер, наречен "COmPACT" (Compact OptiMized Program for Accessing Countless Terabytes) [26]. Той позволява на потребителя да използва както C/C++, така и Fortran при съставянето на програмата си за анализ.

Форматът на данните, използвани от "COmPACT", е показана на Фигура 2.20. При изчитане на всяка от структурите се извършват серия специфични стъпки:

- *Заглавна част*: определя се дали входните данни са "compact" или "supercompact", данни или симулация. Прави се проверка на съвместимостта на версията на файла с версията на обработващия софтуер
- *Начало на цикъл*: прави се проверка за качеството на този цикъл, инициализират се серия от данни за времевите отмествания на отделните детектори, подготвя се базата данни с калибровки за съответния цикъл
- *Събитие* : извършва се прилагане на калибровките и се извиква потребителска функция за анализ и/или филтриране на събитието.

Това се повтаря докато не се изчетат всички събития от конкретния цикъл

- *Край на цикъл:* освобождава се мястото, заемано от текущите калибровъчни константи, прави се статистика за цикъла

Горните 3 стъпки се повтарят докато има записани цикли във файла.

- *Крайна част:* прави се проверка за съгласуваността на файла посредством контролни суми и се преминава към следващ файл.

Алгоритъмът на програмата "COMPACT" (анализ или филтриране) се определя от типа на входните данни и от предварително зададени флагове.

Обикновено за нуждите на анализа се извършва предварително конвертиране на всички данни във формата "supercompact". Следващата стъпка е филтриране, което за някои физични канали се извършва централизирано, но всеки потребител може да състави собствени критерии и да ги приложи, използвайки представената схема, за получаването на необходимата му извадка от събития.

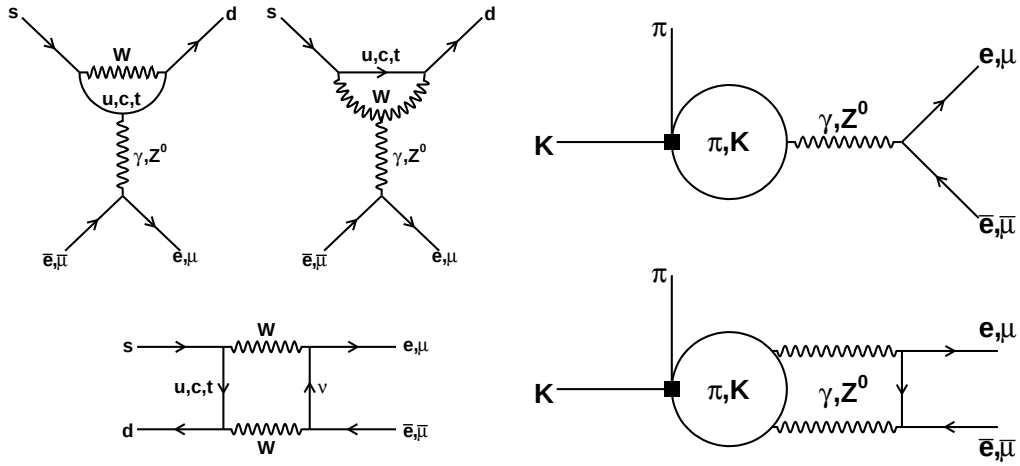
За физичния анализ се използва най-често формата "supercompact", както и определени извадки от него, поради това, че те са с малък обем и са отчетени основните и фините калибровки на детектора. Този формат също така позволява обработката на експерименталните данни и симулираните събития по един и същ начин.

Глава 3

Изследване на разпада

$$K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$$

Разпадите $K^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ се описват ефективно посредством неутрални токове, променящи поколенията, които в рамките на СМ се задават с примкови диаграми, показани на Фигура 3.1.



Фиг. 3.1: Файнманови диаграми за прехода $s \rightarrow d$ в Стандартния Модел без отчитане на силното взаимодействие (ляво, т.н. къс принос) и ChPT (дясно, т.н. дълъг принос).

Приносът от диаграмите с участие на Z-бозон в ChPT е силно потиснат, тъй като амплитудата е пропорционална на (M_K/M_Z) .

3.1 Мотивация за изследване на разпадите $K^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$

Интересът към разпада $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ е обоснован по две причини. Първата е, че той позволява да се определи големината на СР-нарушаващата компонента в разпада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, която се задава като функция на $\lambda_t = V_{td} V_{ts}^*$ посредством:

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)_{\text{CPV}} \times 10^{12} = C_{\text{MIX}} \pm C_{\text{INT}} \left(\frac{\text{Im}(\lambda_t)}{10^{-4}} \right) + C_{\text{DIR}} \left(\frac{\text{Im}(\lambda_t)}{10^{-4}} \right)^2, \quad (3.1)$$

с точност до знака на интерференчния член, отразяващ смесването на директното и индиректното СР-нарушение:

$$C_{\text{MIX}} = 3.1 \times 10^9 Br(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-),$$

$$C_{\text{INT}} = 4.6 \times 10^4 \sqrt{Br(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)},$$

$$C_{\text{DIR}} = 1.0.$$

Знаейки $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)_{\text{CPV}}$ може да се определи имагинерната част на елемента V_{td} от матрицата на Кабибо-Кобаяши-Маскава.

Втората причина произтича от киралната теория на пертурбациите, където амплитудата за процесите $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ може да се представи във вида [30]:

$$A[K_S \rightarrow \pi^0 l^+ l^-] \propto W(z)(p + p_\pi)^\mu \bar{u}_l(p_-) \gamma_\mu v_l(p_+), \quad (3.2)$$

където p , p_π , p_- и p_+ са четири-импулсите на каона, пиона, лептона и антилептона съответно, $W_S(z) = G_F m_K^2 (a_S + b_S z) + W_S^{\pi\pi}(z)$ е пълният форм-фактор, $z = m_{\ell\ell}^2/m_K^2$, m_K е каонната маса, а $m_{\ell\ell}$ е инвариантната маса на двата лептона. Очакванията са приносът от $W_S^{\pi\pi}(z)$ да е малък, което води до вероятността за разпадите $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, изразена като функция на двата параметъра - a_S и b_S [30]:

$$Br(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = [0.01 - 0.76a_S - 0.21b_S + 46.5a_S^2 + 12.9a_S b_S + 1.44b_S^2] \times 10^{-10} \quad (3.3)$$

$$Br(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) = [0.07 - 4.52a_S - 1.50b_S + 98.7a_S^2 + 57.7a_S b_S + 8.95b_S^2] \times 10^{-11} \quad (3.4)$$

Ако се предположи модел на доминантния векторен мезон (VMD), който дава връзка между a_S и b_S - $b_S = 0.4 a_S$ [30], вероятностите за разпад са функции на един единствен параметър: [31].

$$Br(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) \simeq 5.2 \times 10^{-9} a_S^2, \quad (3.5)$$

$$Br(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) \simeq 1.2 \times 10^{-9} a_S^2. \quad (3.6)$$

Моделът на доминантния векторен мезон предсказва отношение между вероятностите за мюонната и електронната мода на разпад от 0.23 [30]. (използвайки единичен форм-фактор се получава 0.21 [32]).

Знаейки вероятността за разпад на $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ можем да измерим a_S , а ако имаме информация и за двете лептонни моди може да направим проверка на VMD-модела или да измерим независимо a_S и b_S .

3.2 Експериментални данни

За изследването на разпада $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ са използвани данните, набрани в рамките на експеримента NA48/1 през 2001 (тестов сеанс) и 2002 година. Продължителността на сеанса през 2001-а година е само 2 седмици, като основната му цел е да се подготви основният сеанс през 2002 година. Данните от 2001-а година са използвани за първоначално определяне на условията за отбор на $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$. Не е наблюдавано нито едно събитие и полученият предварителен резултат от тях е $Br(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) < 2.4 \times 10^{-8}$ с ниво на достоверност 90 %, съвместим със СМ.

Тригер за разпада $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$

В крайно състояние разпадът $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ се наблюдава като два мюона и два фотона, от разпада на π^0 . Тази топология определя и избраната конфигурация на тригера.

За записа на $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ събитията са използвани всички нива на тригера, като условията на първото ниво са оптимизирани по време на сеанса. Поради тази причина набирането на данни е разделено на няколко под-периода, като използваните тригери са показани в таблица 3.1. За условието !AKL са използвани само двата сцинтилаторни пръстена, които се намират между камерите в магнитния спектрометър. ЕНАС означава енергия, отделена в адронния калориметър по-малка от 10 GeV, ELKR - отделена енергия в електромагнитния калориметър по-голяма от 15 GeV. Условията "ge2trk", "!(gt1trk)" и "ge4trk" означават активност в първата камера, съвместима с повече от една заредена частица.

Конфигурация на тригера	Процент от данните
$Q1 * 2\mu_{tight} * (ge2trk + ge4trk)$	12.3%
$!AKL * Q1 * 2\mu_{tight} * (ge2trk + ge4trk)$	3%
$!AKL * Q1 * 2\mu_{tight} * !(gt1trk)$	13.2%
$!AKL * Q1 * 2\mu_{tight}$	10.3%
$!AKL * Q1 * (2\mu_{tight} + !(gt1trk) * EHAC * ELKR * 2\mu_{loose})$	61.2%

Таблица 3.1: Тригерни периоди в набирането на данните през 2002 година

Най-общо периодите могат да се разделят на две - преди включването на $2\mu_{loose}$ тригера (40 % от данните) и след това (около 60 % от данните).

Изискването на тригера от второ ниво е да е намерен и реконструиран връх от две заредени частици на не повече от 90 m от последния коли-матор. При наличие на тригерен сигнал, информацията от детекторите в 200 ns прозорец се записва като едно събитие.

Допълнително е използван и софтуерният тригер от трето ниво, като за да бъде записано събитието, то трябва да отговаря на следните условия:

- Поне две реконструирани заредени частици в магнитния спектрометър, които не са асоциирани с лавини в електромагнитния калориметър с енергия по-голяма от 5 GeV.
- Пълна реконструирана енергия в НАС по-малка от 10 GeV.
- Поне един реконструиран сигнал от първите две равнини на мюонния детектор.

3.3 Подход за анализ

При търсенето на редки разпади винаги съществува опасност условията да се нагласят така, че да се видят максимален брой събития. Поради тази причина беше избран така нареченият подход на "сляп анализ". Той се състои в следното:

1. дефинира се сигнална област, като най-често се избират две променливи и се определя положението на сигналните събития в равнината, определена от тези две променливи.
2. дефинира се контролна област, която е с по-големи размери от сигналната.

3. Условието за отбор на събитията се определят, като се изследват евентуалните фонове. При анализ на експерименталните данни сигналната и контролната област се пазят скрити. Това се постига чрез допълнително предварително филтриране на данните.

4. След като се определят очакваните фонове в сигналната и контролната област, последната се открива и се сравнява с очакванията. След нея с открива и сигналната област, от където се получава резултатът.

В случая на разпада $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, избраните променливи са инвариантната маса на двата фотона $m_{\gamma\gamma}$, която трябва да е съвместима с масата на π^0 и $m_{\mu\mu\pi}$ - съвместима с масата на K_S^0 . Сигналната и контролната област в равнината $(m_{\gamma\gamma}, m_{\mu\mu\pi})$ се дефинират като:

- СИГНАЛНА ОБЛАСТ:

$$|m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}| \leq 2.5\sigma_{m_{\gamma\gamma}} \text{ и } |m_{\mu\mu\pi} - m_K| \leq 2.5\sigma;$$

- КОНТРОЛНА ОБЛАСТ:

$$3\sigma_{m_{\gamma\gamma}} \leq |m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}| \leq 6\sigma_{m_{\gamma\gamma}} \text{ и } 3\sigma_{m_{\mu\mu\pi}} \leq |m_{\mu\mu\pi} - m_K| \leq 6\sigma_{m_{\mu\mu\pi}};$$

За определяне на разделителната способност по $m_{\gamma\gamma}$ и $m_{\mu\mu\pi}$ от експерименталните данни е използвано подобие между разпадите $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$. Измерените стойности, $\sigma_{m_{\gamma\gamma}} = 0.8 \text{ MeV}$ и $\sigma_{m_{\mu\mu\pi}} = 3 \text{ MeV}$, са в съгласие с тези, определените посредством софтуера за симулация на експеримента.

3.4 Отделяне на разпада $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$

С цел отделянето на интересувания ни разпад, на записаните събития се налагат следните условия, определени чрез изследване на топологията на разпада и за намаляване на очаквания фон:

- Наличието на поне две реконструирани следи в спектрометъра.
- За да бъдат идентифицирани заредените частици като мюони, следите от спектрометъра се екстраполират до плоскостите на мюонния детектор и се търси наличие на сигнал от тях, който е съвместим пространствено и времево със следата. При това търсене се вземат под внимание многократното разсейване и времето, необходимо на светлината да достигне от точката на екстраполация до фотоумножителя на детектора. Истинските мюонни кандидати се определят чрез обрязване по тези два параметъра. Ефективността на сцинтилаторите на мюонния детектор, измерена на специален

сеанс с мюонен сноп, е 0.99 ± 0.01 за мюони с импулс по-голям от 10 GeV.

Двойките заредени следи трябва да отговарят също така и на следните условия:

- Да нямат асоцииран клъстер в електромагнитния калориметър или ако имат, той да е с енергия по-малка от 1.5 GeV. Клъстер се асоциира към следа, ако разстоянието между центъра на клъстера и следата, екстраполирана от спектрометъра е по-малко от 6 cm и ако разликата във времената между клъстера и следата е по-малка от 4.5 ns. Това се използва поради факта, че мюоните само йонизират активното вещество в калориметъра.
- Всяка от двете следи трябва да е асоциирана със сигнал във всяка от първите две равнини на мюонния детектор (това е поради факта, че честотата на случайните сработвания на третата равнина, е висока, поради отражението на неразпадналия се сноп в стената, разположена на края на детектора).
- Пълната енергия, реконструирана в адронния калориметър, да е по-малка от 10 GeV.
- За всяка следа разликата във времето, измерено в мюонния детектор и времето, измерено в ходоскопа или спектрометъра, да е по-малко от 4.5 ns. За 95 % от събитията времето се задава от ходоскопа, а за останалите - от спектрометъра.
- Разликата между средното време на следите и средното време в мюонния детектор да е не по-голяма от 3 ns.
- Следите са с противоположен заряд.
- Реконструируаният импулс на следите да е по-голям от 10 GeV с цел осигуряване на висока ефективност на мюонния детектор.
- Напречният импулс на заредените частици спрямо средната ос на летене на K_S да е по-малък от 180 MeV.
- Разстоянието между двете следи в първата дрейфова камера да е по-голямо от 10 cm. Това се налага с цел увеличаването на тригерната ефективност при бързата реконструкция на точката на разпад.

- Отношението между импулсите на следите трябва да е между 1/3 и 3, за да се намали фона от разпади на Λ и $\bar{\Lambda}$, родени в мишената или вследствие на разпади на хиперони ($\Xi^0(\bar{\Xi}^0) \rightarrow \Lambda(\bar{\Lambda})\pi^0$).
- Реконструираната инвариантна маса, предполагайки разпад $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda}$), да не е съвместима с масата на Λ ($\bar{\Lambda}$) - $1.1115 \text{ GeV} < m_{p\pi} < 1.1200 \text{ GeV}$.
- $0.21 \text{ GeV} < m_{\mu\mu} < 0.36 \text{ GeV}$.

Следващите условия се налагат за избиране на клъстери от електромагнитния калориметър, които да се класифицират като фотони:

- Енергията на клъстера да е по-голяма от 3 GeV и по-малка от 100 GeV.
- Разстоянието до най-близкия клъстер да е по-голямо от 10 cm. Това се налага с цел намаляване на ефектите от разпределение на енергията между клъстерите в реконструкцията.
- Разстоянието до най-близката екстраполирана следа да е по-голямо от 20 cm.

Допълнително, π^0 кандидата, реконструиран от два клъстера, трябва да отговаря на следните условия:

- Пълна енергия по-голяма от 20 GeV
- Напречният импулс, пресметнат спрямо оста на летене на каона, да е между 0.05 и 0.25 GeV.

Точката на разпад на каона (върха) може да се дефинира по три различни начина:

Врѡх от следите $\mathbf{z}_{\text{ch}}$: Върхът от следите се взема от стандартния софтуер за реконструкция и представлява средата на ос-отсечката¹ между двете следи. Наложено е условието разстоянието на най-голямо приближение да е по-малко от 1.5 cm с цел потискане на фон от разпади на $\pi^\pm$ -мезони.

π^0 врѡх $\mathbf{z}_{\pi^0}$: За пресмятането на координатите на върха от π^0 се използва информация само за идентифицираните фотони. Това се извършва посредством формулата

¹най-късата отсечка между две кръстосани прави

$$d_{\pi^0} = z_{\pi^0} - z_{LKr} = \frac{dr \times \sqrt{E_1 E_2}}{M_{\pi^0}}, \quad (3.7)$$

където d_{π^0} е разстоянието от върха до електромагнитния калориметър, z_{LKr} е координатата на LKr-а, E_i са реконструираниите енергии на двата фотона а dr е разстоянието между тях в електромагнитния калориметър. Масата на пиона е взета от PDG [28] и участва като константа във формулата.

Абсолютен връх z_K : За пресмятането на координата Z върха по този начин се използва информацията за всички частици, участващи в разпада (двата мюона и двата фотона), като масата на разпадащата се частица се фиксира да е равна на M_{K_S} . По този начин разстоянието от LKr до върха се задава от:

$$d_K = z_K - z_{LKr} = \sqrt{\frac{\sum_{i \neq j} p_i p_j d_{ij}^2}{M_K^2 - 2M_\mu^2 - 2 \sum_{i \neq j} (E_i E_j - p_i p_j)}}, \quad (3.8)$$

където отново d_{ij} са разстоянията между частиците в електромагнитния калориметър, като за пресмятането на координатите на заредените частици в LKr се използва линейна екстраполация на следите им преди спектрометричния магнит. Тази формула се получава като следствие от запазването на 4-импулса за разпада $K_{L,S} \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$. За опростяване на изчисленията се прилага апроксимацията

$$\cos \alpha_{ij} = 1 - \frac{1}{2}(d_{ij}/d_K)^2,$$

където α_{ij} е ъгълът между направленията на импулсите на всяка двойка частици.

- В хипотезата, че наблюдаваното събитие е разпад на K -мезон, е пресметнато собственото време на живот. За начало е прието края на последният колиматор за K_S снопа, а за точка на разпад се вземат последователно и трите реконструирани върха. На така получените три собствени времена на живот е наложено условието да са по-малки от три пъти времето на живот на K_S - мезона.
- Дефинира се център на гравитацията на енергията:

$$COG = \frac{\sqrt{(\sum_i E_i x_i)^2 + (\sum_i E_i y_i)^2}}{\sum_i E_i}, \quad (3.9)$$

където E_i са енергиите на частиците, а x_i и y_i са координатите на частиците в електромагнитния калориметър, като следите са екстраполират, използвайки наклоните им преди магнита. За да се намали фона от съвпадение на случайни събития е наложено условието $COG < 5 \text{ cm}$.

- Събития с допълнителни реконструирани следи в спектрометъра, освен идентифицираните мюони, както и допълнителни клъстери в електромагнитния калориметър, непринадлежащи на нито една от частиците на разпада $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, не се анализират.
- Наложено е условието разликата между средното време на следите и средното време на двата фотона, формиращи π^0 , да е по-малко от 1.5 ns - отново за намаляване на фона от случайно съвпаднали събития.

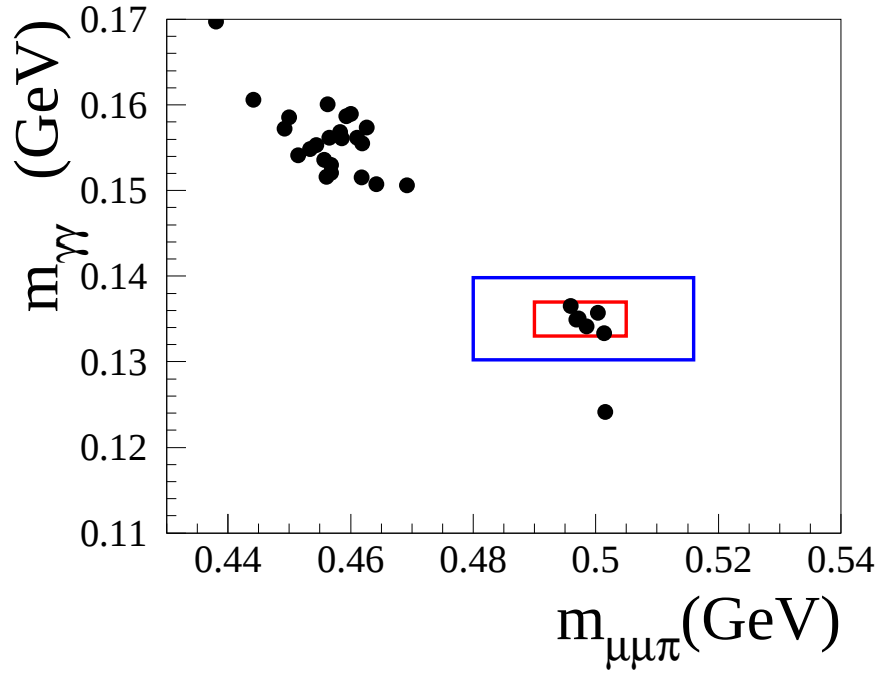
Частиците, формиращи интересувашото ни събитие, трябва също така да отговарят и на няколко геометрични условия, свързани с детектора:

- Следите трябва да са на поне 12 cm от центъра на камерите на спектрометъра.
- Клъстерите в калориметъра трябва да са на поне 15 cm от центъра му и на поне 11 cm от края му и да са отдалечени на поне 2 cm от всяка дефектирала клетка. Това е нужно, за да се предотврати загубата на енергия поради развитието на електромагнитната лавина извън активната област на LKr-а.

След така направения отбор, сигналната и контролната област са открити. Шест събития са намерени в сигналната област и нито едно в контролната област, както е показано на Фигура 3.2. Кинематичните параметри на тези събития а показани в таблица 3.2.

Получените разпределения от данните са сравнени с тези от Монте-Карло симулация, базирана на 10^6 генерирани $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ събития, както е показано на Фигурите 3.3, 3.4, 3.5 и 3.6. С червено са дадени стойностите за намерените събития в данните. Вертикалните линии означават наложените условия за селектиране на разпада $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$.

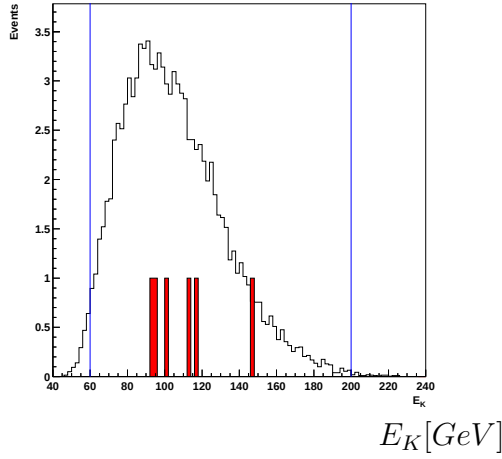
С тъмен цвят са дадени стойностите за намерените събития в данните. Вертикалните линии означават наложените условия за селектиране на разпада $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$.



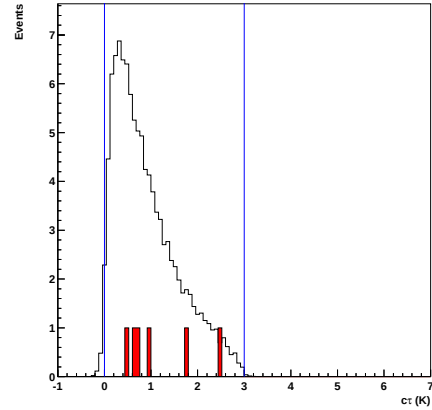
Фиг. 3.2: Събития, преминаващи всички условия от селекцията на $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ разпада, показани в равнината $(m_{\gamma\gamma}, m_{\mu\pi})$. Вътрешният правоъгълник очертава сигналната област, а външният - контролната

Номер на събитието	Импулс на каона [GeV]	τ/τ_S	$m_{\mu\mu}$ [GeV]
1	93.1	0.48	0.241
2	117.9	0.79	0.220
3	147.8	1.74	0.226
4	95.3	2.49	0.241
5	112.7	0.64	0.262
6	101.0	0.96	0.226

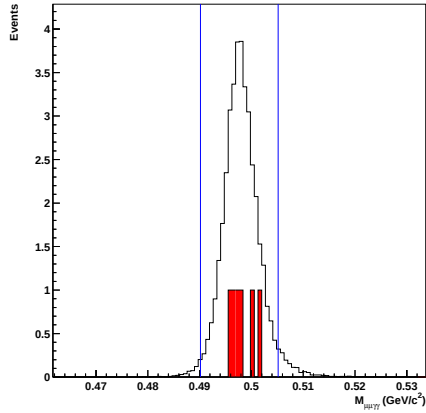
Таблица 3.2: Стойности на кинематичните променливи за шестте събития в сигналната област.



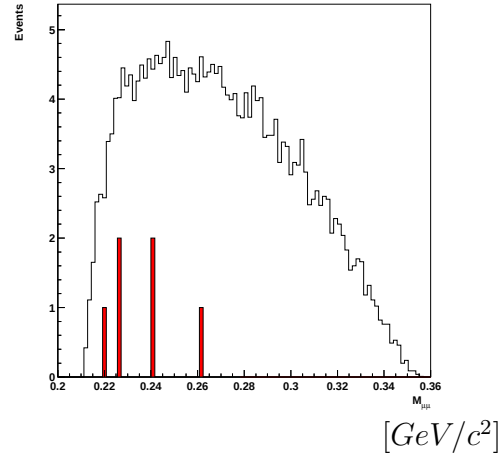
Фиг. 3.3: Сравнение на реконструираната енергия на K_S мезона.



Фиг. 3.4: Сравнение на времето на живот, пресметнато спрямо каонния връх.



Фиг. 3.5: Сравнение на реконструираната инвариантна маса на каона.



Фиг. 3.6: Сравнение на дилептонната инвариантна маса.

3.5 Определяне на очаквания фон

При търсенето на редки разпади прецизното определяне на очаквания фон и начините за неговото потискане са от критично значение. Достатъчно е да се отбележи, че за намиране на едно събитие $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ трябва да бъдат отхвърлени приблизително 10^8 други събития, за да се разбере важността на този анализ. Най-общо фонът в разпада $K_S^0 \rightarrow$

$\pi^0 \mu^+ \mu^-$ може да бъде разделен на две категории - физичен фон и случаен фон.

Под физичен фон се имат предвид събития, които произтичат от един разпад на каон. Впоследствие частиците в крайно състояние дават сигнали, които се идентифицират грешно с интересувания ни разпад. Пример за такъв фон е разпадът $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, където и двата заредени пиона се разпадат на мюони.

Случайният фон се причинява от припокриването по време на частици, които са от два различни разпада. В детекторите такова събитие може да наподобява $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ разпада и да се обърка с него. Пример за това е припокриването на разпадите $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$, където пионът се разпада до мюон и $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, където двата фотона са извън геометрията на детектора. Случайният фон от своя страна има две компоненти:

- припокриването на събития от две различни взаимодействия на протони в мишената
- фрагменти от асоциираното раждане на KK и ΛK от един протон в мишената.

Първата компонента може да бъде оценена чрез изследване на събития, за които са променени времевите ограничения, така че частиците да са от различни разпади.

За оценка на фона са използвани както данните, така и Монте Карло симулирани събития.

3.5.1 Физичен фон

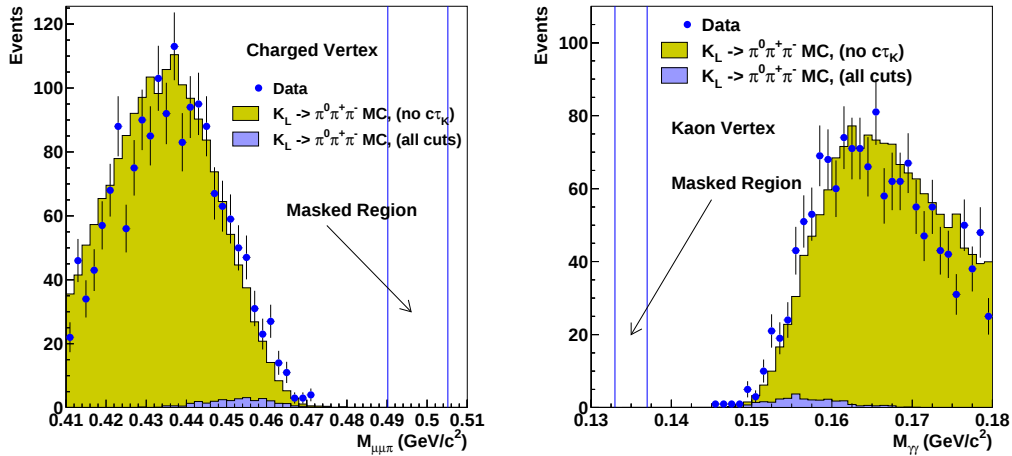
От разпадите, допринасящи за физичния фон, само два са от съществено значение за показаният анализ:

Фон от $K_{L,S} \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$

Вероятността за разпада $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$ е измерена от колаборацията KTeV и е $Br(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma) = (1.0_{-0.6}^{+0.8}) \times 10^{-8}$ [29]. Посредством Монте Карло е определена вероятността за регистрация на $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$ като $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ събитие и тя е 5×10^{-3} . Малката стойност е поради факта, че в детектора попадат около 20 % от събитията, както и поради малката вероятност реконструираната от двата фотона инвариантна маса да е съвместима с масата на π^0 . За оценка на фона от $K_S \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$ е предположено, че ширините на разпад за $K_S \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$ и $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$ са еднакви. Общият фон от $K_{L,S} \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$ разпади е оценен на $0.04_{-0.03}^{+0.04}$ събития.

Фон от $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Разпадът $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ може да бъде объркан с $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, когато и двата пиона се разпаднат. Реконструираната инвариантна маса на $\mu\mu\pi^0$, идващи от $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, е по-малка от масата на каона, поради липсващата енергия, отнесена от неутрината и използването на мюонната маса вместо пионната в реконструкцията. Поради същата причина реконструираната Z-координата на върха посредством налагането на масата на K-мезона, е отместена към електромагнитния калориметър спрямо истинската точка на разпад. При последваща реконструкция на инвариантната маса на π^0 от два фотона, използвайки формула 3.7, тя ще бъде отместена към по-високи стойности. Това може да се види ясно на Фигура 3.7, където са сравнени разпределенията по $m_{\mu\mu\pi}$ и $m_{\gamma\gamma}$ за данните и симулираните събития, след прилагане на всички условия за подбор на $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ събитията, с изключение на времето на живот на каона, пресметнато с използването на z_K .



Фиг. 3.7: Разпределение по $m_{\mu\mu\pi}$ (отляво) и $m_{\gamma\gamma}$ (отдясно) за данни (точки с грешките) и Монте Карло (хистограма) събития с премахнато условие за времето на живот на каона.

От фигурите се вижда, че описанието на данните от симулацията е много добро и че може да бъде използвано за определяне на фона от този канал.

За определяне на фона от $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ събития с последващ разпад на пионите до мюони, бе проведена симулация на този разпад, като генерираните събития са 24 пъти повече от набраната статистика през

2002 година. С цел по-прецизно определяне на фона, част от стандартните условия за отбор на $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ събитията са премахнати, като е проверено, че те не повлияват формата на разпределенията по $m_{\mu\mu\pi}$ и $m_{\gamma\gamma}$ – това са обрязванията по напречния импулс на мюоните и пиона, времето на живот на каона, както и пълната енергия на π^0 . Тогава очакваният фон N_{back} от този разпад може да се запише като

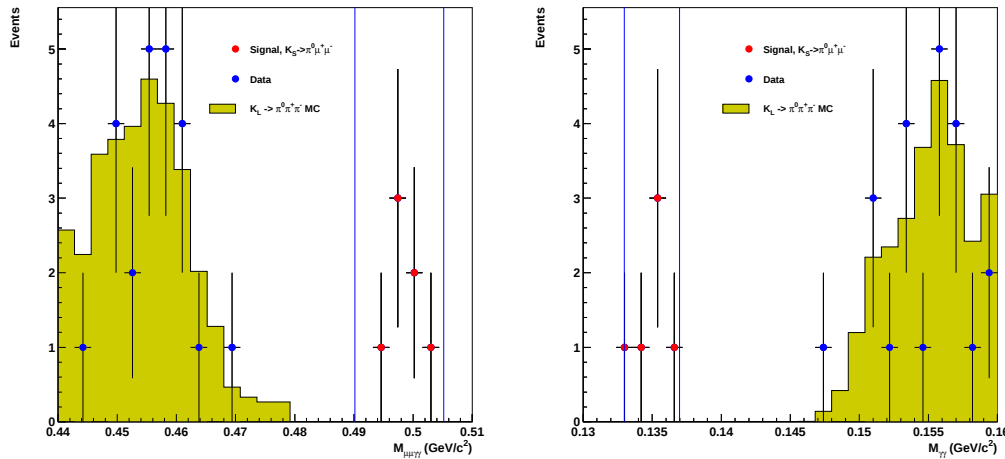
$$N_{back} = N_{tot} \times P_{cuts}, \quad (3.10)$$

където N_{tot} е общият брой събития без налагане на допълнителните условия, а P_{cuts} е вероятността тези условия да са изпълнени.

При анализа на Монте Карло събитията не е намерено нито едно в сигналната област. Това води до горна граница за $N_{back} < 2.44/24 = 0.10$ с 90 % ниво на достоверност.

За да се определи P_{cuts} е дефинирана разширена контролна област в равнината $(m_{\gamma\gamma}, m_{\mu\mu\pi})$ – между 6σ и 12σ около масите на π^0 и K_S . Без налагане на допълнителните условия, в нея са намерени 11 събития, а след тях остават 2. Това води до стойност за $P_{cuts} = 2/11 = 0.18$. По този начин общият очакван фон от $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ е по-малък от 0.018 с 90 % ниво на достоверност.

Сравнението между данните и Монте Карло събитията, след прилагане на всички условия, включително и времето на живот на каона, е показано на Фигура 3.8.

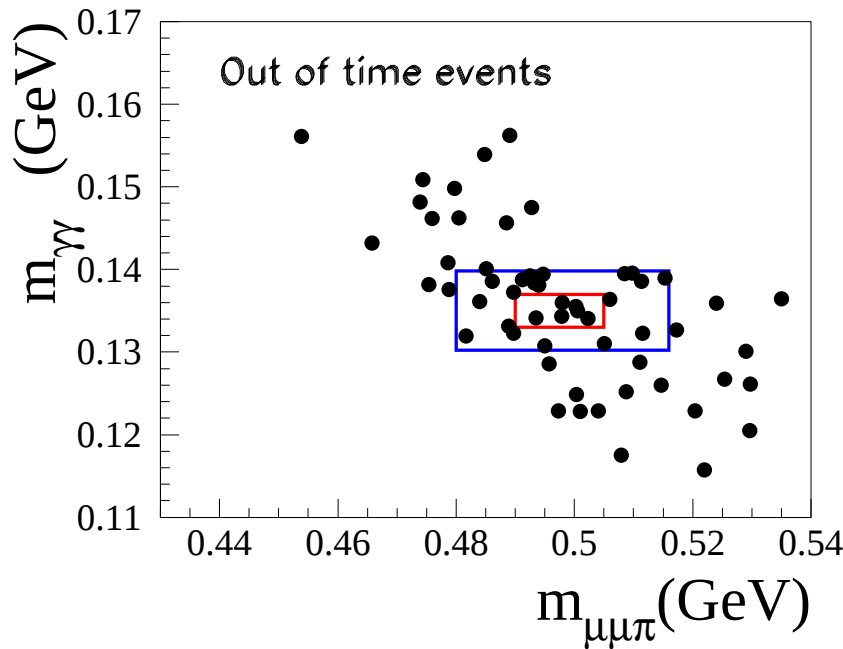


Фиг. 3.8: Разпределение по $m_{\mu\mu\pi}$ (отляво) и $m_{\gamma\gamma}$ (отдясно) за данни (точки с грешките) и Монте Карло (хистограма).

3.5.2 Фон от случайно съвпаднали събития

Този тип фон е изследван посредством смегчаване на времевите изисквания към събитията, което е възможно поради широкия времеви прозорец, в който са записаните събитията. Спецификата на тригера налага да се използват асиметрични спрямо нулата интервали по време – $(-115 \text{ ns} \leq \Delta t \leq -3 \text{ ns})$ и $(3 \text{ ns} \leq \Delta t \leq 60 \text{ ns})$, в които се изследва фона и след това се екстраполира в използвания в селекцията на $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ интервал $(1.5 \text{ ns} \leq \Delta t \leq 1.5 \text{ ns})$. Променливата Δt се дефинира като разликата между средното време на реконструираниите следи и средното време на фотоните в калориметъра, формиращи π^0 . Използвайки броя K_S разпади в разпадния обем за цикъл на SPS, както и времето на цикъла, се получава, че вероятността две събития да съвпадна във времеви прозорец е $\sim 10^{-4}$.

Събитията, които удовлетворяват всички условия от селекцията на $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, но са извън времеви прозорец, са показани на Фигура 3.9.



Фиг. 3.9: Разпределение на събитията извън времеви прозорец в равнината $m_{\gamma\gamma}, m_{\mu\pi}$. Показани са контролната и сигналната област.

Системата за четене на данните от детекторите внася допълнителна нееднородност във времеви прозорец, която води до намаляване на

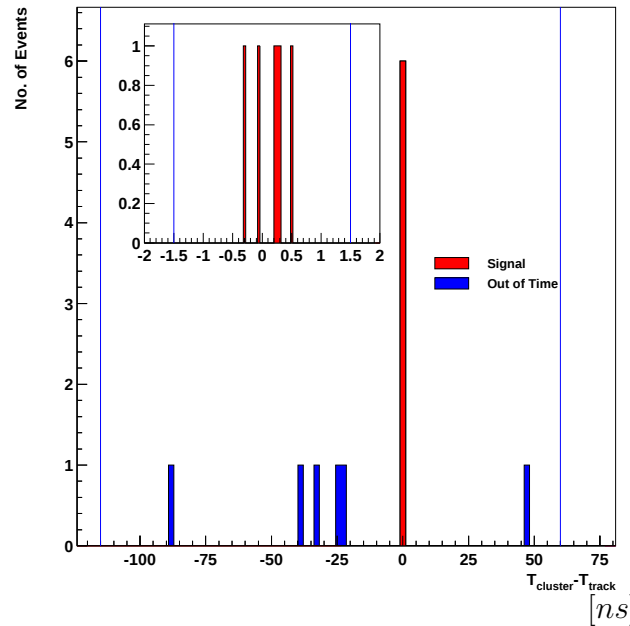
ширината му от $(175 - 3)$ ns до ефективни $(125 - 3)$ ns. Освен това, събития в разширения тригерен прозорец се записват само при наличието на $2\mu_{tight}$ тригер. Това налага да се използва допълнителен фактор, отчитащ и $2\mu_{loose}$ тригера за последния период от набирането на данните. Той е равен на отношението на ефективността на пълния тригер към частта, съдържаща само $2\mu_{loose}$ веригата и е 1.27 (пояснено в 3.6.1).

Шест събития са намерени в сигналната област извън времевия прозорец, като пет от тях са в последния период на набирането на данните, а едно е в началото. Отчитайки всичко споменато по-горе, фонът от случайни съвпадения е

$$((5 \times 1.27) + 1) \times \frac{3}{125 - 6} = 0.18$$

събития.

Разпределението на шестте случайни събития по време, както и на сигнала е показано на Фигура 3.10



Фиг. 3.10: Разпределение по време на събитията, удовлетворяващи всички условия, но без разликата във времената.

Основната част от събитията на Фигура 3.9 са вследствие на случайното съвпадане на разпадите $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ или $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$ с два

фотона, идващи от разпада $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Фонът при $m_{\mu\mu} < 0.3 \text{ GeV}$ е доминиран от $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$ разпадите, докато този в интервала $0.30 \text{ GeV} < m_{\mu\mu} < 0.36 \text{ GeV}$ е предимно от $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ разпади.

Изследван е и фон, при който двете заредени следи са от различни разпади. Това е направено посредством анализа на събития, при които и двете заредени частици имат еднакъв знак, като не е открит значим фон. Също така фонът поради асоциирано раждане на KK и ΛK в мишената е пренебрежим.

Обобщение на фона в $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$

Основните канали, допринасящи към фона в $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, са отбелязани в таблица 3.5.2.

Източник на фон	Брой събития
$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$0_{-0.00}^{+0.02}$
$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$	$0.04_{-0.03}^{+0.04}$
Случайни събития	$0.18_{-0.11}^{+0.18}$
Фон общо	$0.22_{-0.11}^{+0.18}$

Таблица 3.3: Основен фон в $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$

Очакваният брой събития в сигналната област е $0.22_{-0.11}^{+0.18}$.

3.6 Определяне на ефективността за регистрацията на $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$

Поради зависимостта на матричният елемент за разпада $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ от дилептонната инвариантна маса, е удобно ефективностите за регистрацията на събитията да бъдат също определени като функция от $m_{\mu\mu}$.

3.6.1 Ефективност на тригера

Неефективността на цялостния тригер е доминирана от условието за намиране на два мюона и бързата реконструкция на точката на разпад. Изследвани са също така и другите компоненти на тригера и е измерена ефективността им, но поради участието им и в тригера, избран за нормировъчния канал, не е нужно да се прави корекция.

Тригер от първо ниво

Два алтернативни метода са използвани за определянето на ефективността на тригера от първо ниво. Първият от тях е базиран на използването на $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ събития, където и двата пиона са се разпадат до мюони. Това е възможно поради близката им кинематика с $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ разпада.

Поради високата ефективност на сцинтилаторите за детектиране на единични мюони, за основа на вторият метод се използва предположението, че неефективността на тригера се дължи единствено на геометрията на двете следи след спектрометъра. Ако те попадат в един и същ сцинтилатор, то съответната мюонна плоскост не дава сигнал за наличието на два мюона. Методът се основа на следното:

- съставя се карта на вероятността за сработване на тригера при наличие на два мюона като функция на пространственото им разделяне в мюонния детектор - $Eff(dx_i, dy_i)$. Координатите в мюонния детектор се получават чрез екстраполация на следите от магнитния спектрометър

- За определянето на ефективността на тригера за $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ се използват Монте Карло симулирани събития. На всяко от тях, преминаващо селекцията за $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, се приписва тежест $w_i = Eff(dx_i, dy_i)$ въз основа на геометрията на мюоните от разпада. По този начин пълната ефективност се получава като $\epsilon_{trig} = \sum(w_i)/N_{ev}$, където N_{ev} е общият брой събития, преминали селекцията. Определянето на влиянието на ефективността върху произволна кинематична променлива също става директно чрез използване на теглата w_i .

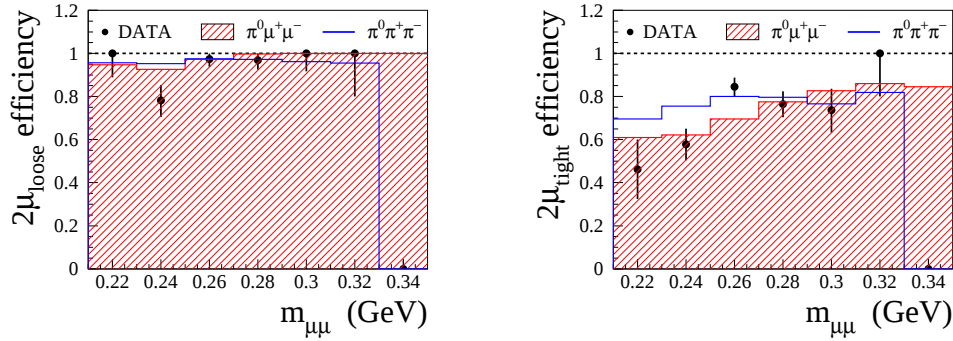
Получените по двата начина резултати са представени на Фигура 3.11.

Условието $2\mu_{tight}$ на тригера води до ефективното налагане на голямо разделяне на следите, което от своя страна рефлектира към по-малка ефективност при малка инвариантна маса на двата мюона. Както се вижда от Фигура 3.11, определените ефективности по двата метода са съвместими.

Определените тригерни ефективности за двете компоненти на тригера са $(73 \pm 3)\%$ за $2\mu_{tight}$ и $(93 \pm 2)\%$ за $2\mu_{loose}$ съответно.

Тригер от второ ниво

Алгоритъмът за хардуерно намиране на координатите на следите в камерите и последващата бърза реконструкция на точката на разпад е изследван посредством $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ събития, поради подобие то им с $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$. Определената ефективността на този тригер е



Фиг. 3.11: Ефективност на дву-мюонния тригер измерена директно от данните (точките) или посредством Монте Карло събития (хистограмите) като функция на $m_{\mu\mu}$: за $2\mu_{tight}$ (отляво) и $2\mu_{loose}$ (отдясно).

$(91.0 \pm 0.1) \%$, като различието от единица се дължи основно на локална неефективност в четвъртата камера.

Пълната ефективност на хардуерния тригер (L1 и L2), отчитайки отношението на статистиката за двата периода на набиране на данните, е $\epsilon_{trig} = (77 \pm 2)\%$.

Тригер от трето ниво

За определяне на ефективността на тригера от трето ниво са използвани така наречените "auto-pass" събития, които само се маркират от L3, но не се изхвърлят. Получената по този начин ефективност е $1.00^{+0.00}_{-0.02}$.

3.6.2 Геометрична ефективност на детектора

За получаването на геометричната ефективност е използвана Монте Карло симулация. Амплитудата за разпада е взета във формата:

$$A[K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-] \propto W(z)(p + p_\pi)^\mu \bar{u}_l(p_-) \gamma_\mu v_l(p_+), \quad (3.11)$$

където p , p_π , p_- и p_+ са четири-импулсите на каона, пиона, мюона и антимюона съответно, $z = m_{\mu\mu}^2/m_K^2$, а $W(z) = a_S + b_S z$ е форм-факторът, вземайки само първите два члена.

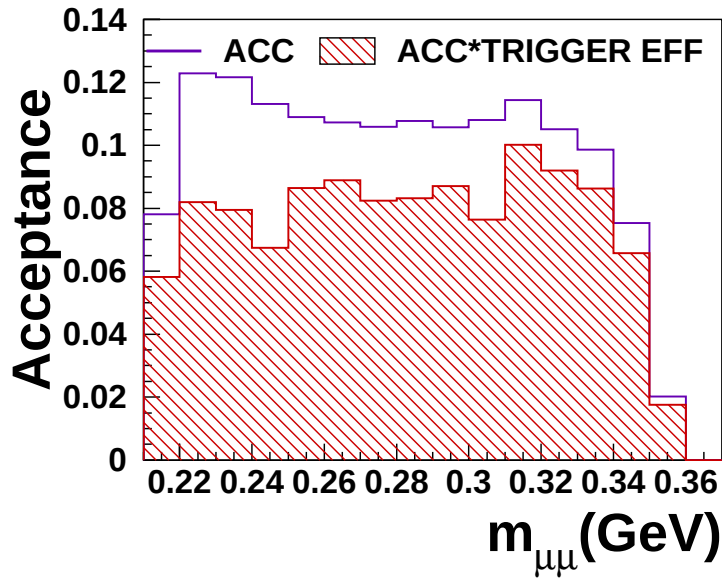
Откликът на адронния и електромагнитния калориметър за мюони не се симулира много добре и поради тази причина са използвани данните за определяне на ефективността за идентификация на мюоните. За тази цел

е използван специален сеанс за набиране на данни с мюонен сноп, където ефектите могат да бъдат прецизно изучени. Определената ефективност за идентификация на два мюона е 0.96 ± 0.02 .

При използването на единичен форм-фактор, определената геометричната ефективност за регистрация на $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ е $(10.9 \pm 0.2)\%$, като грешката е само статистическа

Пълна ефективност за регистрация

При комбинирането на геометричната ефективност и тригерната се получава пълната ефективност за регистрация $\epsilon = \epsilon_{trig} \times \epsilon_{acc}$. Необходимостта от изследването на влиянието на форм-фактора е причина за определянето на двете като функция на дилептонната маса. На Фигура 3.12 е показана ефективността за регистрация ϵ като функция на $m_{\mu\mu}$ преди и след отчитането на тригерната ефективност.

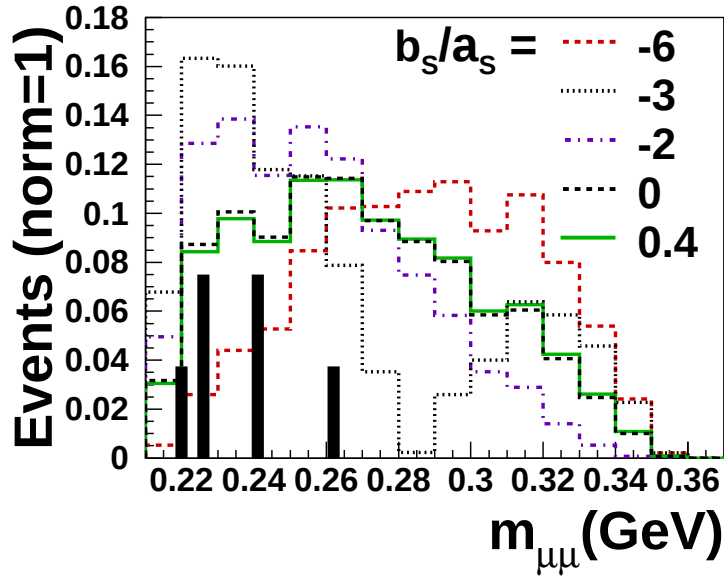


Фиг. 3.12: Ефективност за регистрация на $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ като функция на $m_{\mu\mu}$ с и без отчитане на тригерната ефективност.

Понижаването на ϵ при малки стойности на $m_{\mu\mu}$ е вследствие на влиянието на $2\mu_{tight}$ тригера.

Очакваното разпределение на събитията по $m_{\mu\mu}$, отчитайки ϵ , зависи от форм-фактора и е показана на Фигура 3.13 за няколко различни стойности на параметъра b_S/a_S , включващи единичен форм-фактор и $b_S/a_S = 0.4$, както се предсказва от модела на доминантния векторен

мезон. Също така са показани и 6-те събития, като се вижда, че те са съвместими с очакваното разпределение.



Фиг. 3.13: Очаквано разпределение по $m_{\mu\mu}$ при различни стойности на b_S/a_S . Шестте събития от данните също са показани.

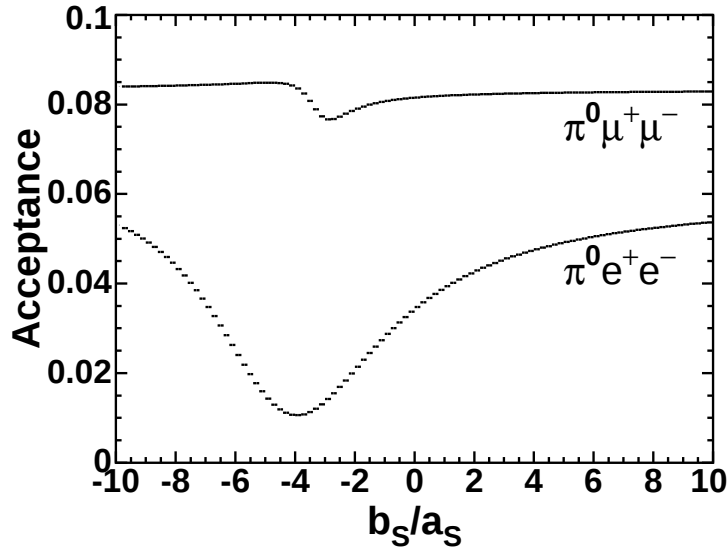
Влиянието на b_S/a_S върху пълната ефективност за регистрация е изследвано в интервала $-10 \leq b_S/a_S \leq 10$, като зависимостта е показана на Фигура 3.14.

Наблюдавана зависимост в интервала $(-5 \leq b_S/a_S \leq -2)$ е поради факта, че минимумът на форм-фактора се намира в кинематически позволената област по $m_{\mu\mu}$. Максималната вариация на ефективността за регистрация с изменение на b_S/a_S е приложена като систематическа грешка към пълната ефективност.

Пълната ефективност за регистрация на събитие от разпада на каон с импулс между 60 и 200 GeV в първите три времена на живот, отчетени от края на колиматора, е

$$0.081 \pm 0.002(stat) \pm 0.004(syst). \quad (3.12)$$

За централната стойност е използвана симулация с единичен матричен елемент.



Фиг. 3.14: Пълна ефективност за регистрацията като функция на b_S/a_S за $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

3.7 Нормировка

Общият брой K_S разпадания в разпадния обем е пресметнат, използвайки 132 милиона $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ събития, записани посредством тригер с минимални изисквания ($Q1 \times !AKL$). За селекцията на тази доминанта за K_S мода са наложени следните изисквания:

- две следи в спектрометъра;
- един реконструиран връх;
- събития с допълнителни клъстери в калориметъра, неасоциирани със следите, не се анализират;
- за идентификация на пионите е използвано условието $E/p < 0.95$, където E е енергията, асоциирана със следата в електромагнитния калориметър, а p - импулсът, измерен от спектрометъра.

Полученият брой събития е коригиран за геометричната ефективност за регистрацията на разпада $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ - $\epsilon_{geom} = 0.4579 \pm 0.0004$, получена посредством Монте Карло симулация, ефективността на софтуерния тригер - $\epsilon_{trig} = 0.9989 \pm 0.0004$ и ефективността на условието за идентификация на пионите - $\epsilon_{PID} = 0.9932 \pm 0.0001$. Дадените грешки са само статистически. Корекция за ефективността на хардуерния тригер не е правена поради това, че той е част и от веригата за набирането на $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ събитията.

Общ брой K_S разпади	$(2.50 \pm 0.08) \times 10^{10}$
Ефективност за регистрация	$0.081 \pm 0.002 \pm 0.004$
Фон	$0.22^{+0.18}_{-0.11}$
Наблюдавани събития	6

Таблица 3.4: Обобщение на информацията за получаване на вероятността за разпад $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$

Добавена е систематична грешка от 3 %, отразяваща изменението на изчисления брой К-разпади вследствие на вариране на условията за селекция на $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Общият брой К-разпади е $(2.50 \pm 0.08) \times 10^{10}$ в разпадния обем, дефиниран за сигналния канал.

3.8 Резултати

Както е показано на Фигура 3.2 шест събития са намерени в сигналната област при очакван фон от 0.22 събития. Разпределението на тези 6 събития по кинематичните променливи е съвместимо с очакванията от Монте Карло симулация.

За всяко от условията е проверено, че няма натрупване на събития около границите. Очакваният фон се възпроизвежда правилно и при премахване на част от условията.

От всичко споменато следва, че това е първо наблюдаване на редкия разпад $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$. Използвайки информацията, показана в таблица 3.4, получената стойност за вероятността за разпада $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ е:

$$Br(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) = [2.9^{+1.5}_{-1.2}(stat) \pm 0.2(syst)] \times 10^{-9}, \quad (3.13)$$

където статистическата грешка е получена, използвайки метода описан в [33], а систематичната грешка е квадратична сума от индивидуалните грешки.

Полученият резултат е съвместим в рамките на грешката с предсказанията, базирани на киралната теория на пертурбациите [30, 34].

3.8.1 Проверка на киралната теория на пертурбациите

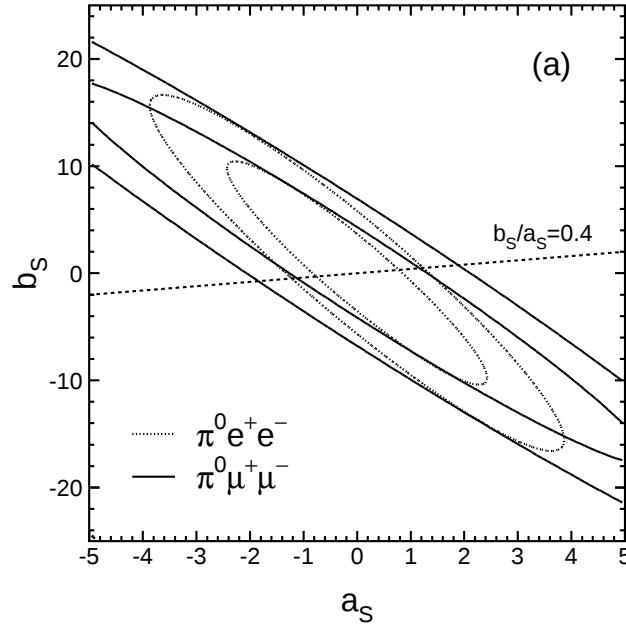
Полученият резултат за $Br(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)$ може да бъде използван за определянето на параметъра $|a_S|$ посредством формула 3.6:

$$|a_S|_{\mu\mu} = 1.54_{-0.32}^{+0.40} \pm 0.06.$$

Тази стойност се съгласува в рамките на грешката с величината, извлечена от $K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ разпада Ref. [35]:

$$|a_S|_{ee} = 1.06_{-0.21}^{+0.26} \pm 0.07.$$

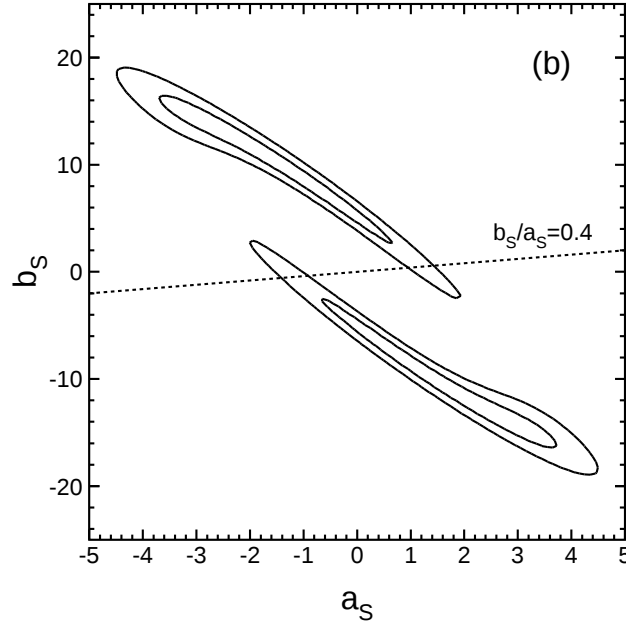
Експериментално определеното отношение на вероятностите за разпад на мюонната и електронната мода е $Br(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)/Br(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = 0.49_{-0.29}^{+0.35} \pm 0.08$, като е в сравнително добро съгласие с предсказана от VMD-модела стойност от 0.23.



Фиг. 3.15: Позволена област в пространството на параметрите a_S и b_S , определена, използвайки $Br(K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ и $Br(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)$ поотделно. Областта между двете непрекъснати (пунктирани) елипси е позволената област, получена от $Br(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)$ ($Br(K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$) с ниво на достоверност 68%

Използвайки уравнения 3.3 и 3.4 могат да се определят допустимите стойности на параметрите a_S и b_S поотделно за двата разпада. На Фигура 3.15 са показани контурите на ниво на достоверност от 68 % (1σ). Предсказанието на VMD модела минава през границите на контурите.

Параметрите a_S и b_S могат да се определят независимо, ако комбинираме данните за $K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, като резултатът е показан на Фигура 3.16.



Фиг. 3.16: Позволена област в пространството на параметрите a_S и b_S , получена от комбинирането на $Br(K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ и $Br(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)$. Двата контура отговарят на 1σ и 2σ

Две са предпочитаните области в равнината (a_S, b_S) ,

$$a_S = -1.6^{+2.1}_{-1.8}, \quad b_S = 10.8^{+5.4}_{-7.7} \quad (3.14)$$

$$a_S = 1.9^{+1.6}_{-2.4}, \quad b_S = -11.3^{+8.8}_{-4.5}, \quad (3.15)$$

като ограничената статистика не позволява b_S да се определи с голяма точност.

3.8.2 Определяне на CP-нарушаващата компонента на разпада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$

Използвайки уравнение 3.1, измерената стойност на $Br(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)$ и $\text{Im}(\lambda_t) = 1.36 \times 10^{-4}$ [36], за CP-нарушаващата компонента в разпада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ получаваме:

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)_{CPV} \times 10^{12} \approx 8.8_{\text{mixing}} \pm 3.3_{\text{interference}} + 1.8_{\text{direct}}. \quad (3.16)$$

CP-запазващата компонента на $K_L \rightarrow \pi^0 \ell^+ \ell^-$ може да се определи от разпада $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ [37, 38], като получената стойност в рамките на χPT е $(5.2 \pm 1.6) \times 10^{-12}$ [39].

Комбинирайки CP-запазващата и CP-нарушаващата компонента, получената очаквана стойност за $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)$ е 19×10^{-12} или 13×10^{-12} , в зависимост от знака на интерференчния член. Този резултат се съгласува със сегашната експериментална горна граница за $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) < 3.8 \times 10^{-10}$ (90% ниво на достоверност) [40]. Съответно очакваната стойност за $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ е 32×10^{-12} или 13×10^{-12} [35].

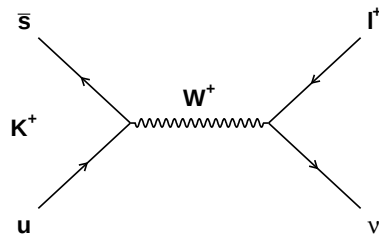
Глава 4

Изследване на разпада K_{e2} и определяне на отношението $R_K = \Gamma(K^\pm \rightarrow e^\pm \nu) / \Gamma(K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu)$

4.1 Описание на разпадите $M_{l^\pm \nu}^\pm$ в рамките на Стандартния Модел

В Стандартния Модел слабите взаимодействия на лептоните се описват посредством една универсална константа на взаимодействие - G_F . Тази универсалност може да бъде проверена изследвайки разпадите на леки мезони, като $K^\pm \rightarrow l^\pm \nu$.

Разпадите $K^\pm \rightarrow l^\pm \nu$ (K_{l2}) протичат като процеси от първи порядък в СМ, като диаграмата е показана на Фигура 4.1.



Фиг. 4.1: Фейнманова диаграма за разпадите $K^\pm \rightarrow l^\pm \nu$ в рамките на СМ.

Пълната ширина за разпад (пренебрегвайки електромагнитните по-

равки) се дава от

$$\Gamma(K^\pm \rightarrow l^\pm \nu) = \frac{G_F^2 V_{us}^2}{4\pi} f_K^2 m_K m_l^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{m_K^2}\right)^2, \quad (4.1)$$

където $f_K = (113.4 \pm 0.9) \text{ MeV}$ е константата на разпад на каона [41], а V_{us} е елемент от матрицата на Кабибо-Кобаяши-Маскава, определящ амплитудата на преход $s \rightarrow u$ посредством заредени токове. Удобно е да се дефинира величината R_K , числено равна на отношението на вероятностите за разпад на електронната и мюонната мода - $R_K = \Gamma(K^\pm \rightarrow e^\pm \nu) / \Gamma(K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu)$. R_K може да бъде пресметната с много висока прецизност използвайки единствено фундаментални параметри, поради факта, че адронния матричен елемент се съкращава в отношението на двете моди. По дефиниция в R_K се включва и приноса от вътрешното спирачно излъчване на лептона [41, 42]. По този начин в Стандартния Модел

$$R_K = R_{\text{tree}}(1 + \delta R_{\text{QED}}) = \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \left(\frac{m_K^2 - m_e^2}{m_K^2 - m_\mu^2}\right)^2 (1 + \delta R_{\text{QED}}) = (2.472 \pm 0.001) \times 10^{-5}, \quad (4.2)$$

където $\delta R_{\text{QED}} = (-3.78 \pm 0.04)\%$ е приносът от електромагнитните поправки. Факторът $(m_e/m_\mu)^2$ във формула (4.2) отразява потискането на K_{e2} модата вследствие на спиралността.

Последните теоретични изследвания [43] изненадващо показват, че ефекти, причинени от нарушаването на лептонната универсалност в суперсиметрични разширения на Стандартния Модел, могат да повлияят значимо наблюдаваната $\mu - e$ универсалност в каонните разпади. По този начин стойността на R_K може да се измени с около процент, без това да доведе до противоречие с който и да е от сега известните параметри. Основна роля за тази чувствителност на R_K към "Нова Физика" има потискането на K_{e2} разпадите в СМ, поради спиралността.

До 2005 година централната стойност на R_K се определяше въз основа на данните от три експеримента, провели измервания през 70-те [45] [46] [47]. Комбинираният резултат, $R_K = (2.45 \pm 0.11) \times 10^{-5}$, е съвместим с предсказаната от СМ стойност, но е далеч от прецизността на теоретичните пресмятания и не позволява да се направи значима проверка на лептонната универсалност.

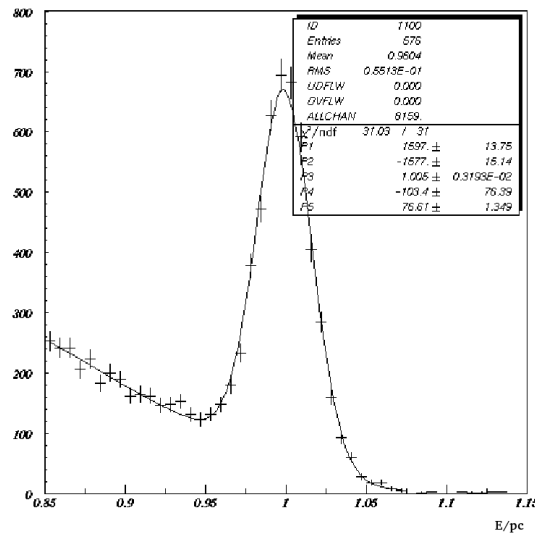
4.2 Предварително определяне на R_K

Данните, набрани от експеримента NA48/2 през 2003 година са използвани за предварително определяне на R_K . Тригерът, използван за записването на K_{e2} събитията, е базиран на бърза реконструкция на кинематиката на разпада.

За отбор на $K^\pm \rightarrow l^\pm \nu$ събитията са наложени следните условия:

- Импулсът на заредената частица трябва да е между 15 GeV и 55 GeV.
- Реконструирана точка на разпад в интервала $2000cm < Z_{vtx} < 8500cm$.
- Събитието да не съдържа допълнителни следи или клъстери в електромагнитния калориметър с енергия по-голяма от 1.5 GeV.

За отделяне на K_{e2} ($K_{\mu 2}$) събитията се изисква абсолютната стойност на инвариантната маса на липсващата частица, в електронна (мюонна) хипотеза за следата, да е по-малка от $0.02(GeV/c^2)^2$. Разпределение по E/p за така селектираните K_{e2} събития е показано на Фигура 4.2.



Фиг. 4.2: Разпределение по E/p за събитията с $|M_{miss}| < 0.02 (GeV/c^2)^2$ в електронна хипотеза за следата. Показани са и параметрите на фита на разпределението

Фонът в K_{e2} е оценен посредством фит на E/p разпределението и е оценен броят събития в интервала $0.95 < E/p < 1.05$, докато фонът в

$K_{\mu 2}$ е пренебрежим.

С така представените условия са избрани 5329 K_{e2} кандидати, фонът в които е оценен на 659 събития, което води до $4670 \pm 77_{stat}^{+29}_{-8(syst)}$ събития (585 са набрани с намаляващ фактор 40, а 4085 - с 20). Броят реконструирани $K_{\mu 2}$ събития е 619179, записвани с намаляващ фактор 10000. Това води до “сурова” стойност $R_{Kraw} = (1.697 \pm 0.028_{(stat)}^{+0.011}_{-0.003(syst)}) \times 10^{-5}$, която се коригира за следните различия в отбора на събитията:

Геометрична ефективност	$1.144 \pm 0.007_{syst}$
Тригерна ефективност	$1.169 \pm 0.008_{stat}$
Радиационни поправки	$1.063 \pm 0.005_{syst}$

Получената стойност за R_K от данните от 2003 година е:

$$R_K = (2.416 \pm 0.043_{stat} \pm 0.024_{syst}) \times 10^{-5} \quad (4.3)$$

Поради ниската ефективност на тригера и недостатъчната статистика за нейното измерване, този резултат страда от недооценка на систематичната грешка.

4.3 Метод за определянето на R_K

През 2004 година бе проведен специален сеанс за набиране на данни, с основна цел измерването на $\Gamma(K^{\pm} \rightarrow e^{\pm}\nu)/\Gamma(K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm}\nu)$, както и на форм-факторите в разпада $K^{\pm} \rightarrow \pi^0 e^{\pm}\nu$. Използван е тригер с минимални условия, като за записа на $K_{\mu 2}$ събитията той е $Q1 \times !AKL$, а за K_{e2} събитията - $Q1 \times !AKL \times (ELKR > 10GeV)$. Общото време за набиране на данните е 56 часа.

Поради факта, че R_K представлява отношение на ширините на два разпада, измерването му не зависи от броя каонни разпади в разпадния обем. Топологичното сходство на разпадите K_{e2} и $K_{\mu 2}$ позволява съкращаването на голяма част от систематичните неопределености в отношението им. Пример за това е общата част от тригера, както и неефективностите при реконструкцията на следите.

Анализът е проведен в интервали по импулса на лептона, което позволява по-добър контрол върху систематиката на резултата, тъй като приносът от фон и в двата канала на разпад силно зависи от импулса на частиците.

Използването на Монте Карло симулацията на детектора е сведено до минимум - тя се употребява единствено за пресмятане на разликата

между геометричната ефективност за регистрация на K_{e2} и $K_{\mu2}$. Ефективността на идентификацията на частиците се симулира трудно и поради тази причина е измерена от данните.

Използвайки измерените сигнални и фонове събития, отношението R_K може да бъде пресметнато посредством

$$R_K = \frac{1}{D} \cdot \frac{N(K_{e2}, \text{raw}) - N(K_{e2}, \text{bkg})}{N(K_{\mu2}, \text{raw}) - N(K_{\mu2}, \text{bkg})} \cdot \frac{A(K_{\mu2}) \times \epsilon_{\text{trig}}(K_{\mu2}) \times f_{\mu}}{A(K_{e2}) \times \epsilon_{\text{trig}}(K_{e2}) \times f_e}, \quad (4.4)$$

където $N(K_{\ell2}, \text{raw})$, $\ell = e, \mu$ е броят на селектираните K_{e2} и $K_{\mu2}$ кандидати, $N(K_{\ell2}, \text{bkg})$ е броят на фоневите събития, f_{ℓ} е ефективността за идентификация на електрони и мюони, $A(K_{\ell2})$ е съответната геометрична ефективност за регистрация, получена от Монте Карло симулация, ϵ_{trig} е тригерната ефективност, а $D = 50$ е факторът на намаляване на $K_{\mu2}$ събитията, заложен в тригера.

4.4 Отделяне на разпадите K_{e2} и $K_{\mu2}$

Поради сходството на разпадите K_{e2} и $K_{\mu2}$, повечето условия за селектирането им са еднакви. Това води до съкращаване на систематичните неопределености, влияещи на R_K , свързани с тях. Друго важно условие към селекцията е тя да е възможно най-проста и да се използва информацията от минимален брой детектори, отново с цел намаляването на систематиката.

- Реконструирането на точно една следа в спектрометъра.
- Екстраполираната следа от спектрометъра до електромагнитния калориметър и ходоскопа да е в активната им апертура.
- Реконструираният импулс на заредената частица да е $15 \text{ GeV}/c < p < 50 \text{ GeV}/c$. Долната граница произтича от условието за минимална енергия в калориметъра от 10 GeV в тригера за K_{e2} събитията. Горната граница е свързана с увеличаване на фона в K_{e2} с нарастване на импулса на частицата.
- Да няма допълнителен клъстер, неасоцииран със заредената частица, с енергия по-голяма от 2 GeV в електромагнитния калориметър. Радиусът за асоциация е 6 cm .
- Точката на разпад се реконструира като средата на ос-отсечката между следата на заредената частица и оста на каонния сноп. Z

координатата на така реконструирания връх трябва да е в интервала $2000 \text{ cm} < Z_{vtx} < 7000 \text{ cm}$. (т.е в област, започваща 38 m след последния колиматор и свършваща 26 m преди хелиевия обем).

- Най-близкото приближаване между следата и оста на снопа (дължината на оста-отсечка) трябва да е по-малко от 2 cm. Напречните координати на намерения връх трябва да удовлетворяват $|x|, |y| < 4 \text{ cm}$.

Следните критерии са използвани за разделянето на K_{e2} и $K_{\mu2}$ разпадите:

- K_{e2} ($K_{\mu2}$) събитията трябва да са преминали през специалния за тях тригер. Това се налага поради наличието на допълнителни тригерни условия, използвани за наблюдение и контрол на детекторите.
- Използван е критерии за идентификация на частиците, базиран на отношението между отделената енергия в електромагнитния калориметър E и реконструирания импулс в спектрометъра p . Частиците се класифицират като електрони, ако $E/p > 0.95$ и като мюони, ако $E/p < 0.2$.
- Предполагайки типа на частицата, съгласно резултата от идентификацията, е пресметнат квадратът на липсващата маса

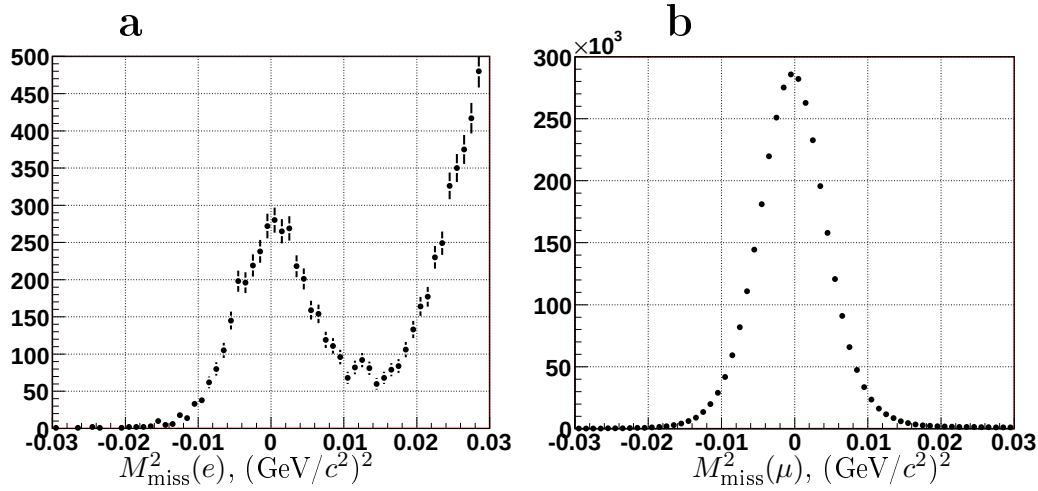
$$M_{\text{miss}}^2(\ell) = (P_K - P_\ell)^2, \quad (4.5)$$

където P_K, P_ℓ ($\ell = e, \mu$) са 4-импулсите на каона (използвана е средната стойност на каонния импулс с направление по средната ос на снопа) и лептона (предполагайки електронна или мюонна маса). Наложено е условието $|M_{\text{miss}}^2(e)| < 0.015 (\text{GeV}/c^2)^2$ за K_{e2} и $M_{\text{miss}}^2(\mu) < 0.015 (\text{GeV}/c^2)^2$ за $K_{\mu2}$.

С така представените условия са селектирани 3930 K_{e2} и 3328820 $K_{\mu2}$ кандидати. Съответните разпределения по квадрата на липсващата маса са показани на Фигура 4.3.

4.5 Взаимодействия на частиците в електромагнитния калориметър

В представената селекция електромагнитният калориметър е използван основно за идентификацията на заредените частици. Изучено е отношението между енергията в LKг и импулса на трите заредени продукта на



Фиг. 4.3: Разпределение по квадрата на липсващата маса преди налагане на условието по нея: (а) $M_{\text{miss}}^2(e)$ за K_{e2} кандидатите; (б) $M_{\text{miss}}^2(\mu)$ за $K_{\mu2}$ кандидатите.

разпад на каоните - електрони, пиони и мюони. За целта са използвани експерименталните данни, а получените резултати са приложени за определяне на фона и корекциите f_ℓ във формула 4.4.

В анализа са използвани три интервала по E/p : (1) $E/p < 0.2$, (2) $0.3 < E/p < 0.7$ и (3) $E/p > 0.95$. Нека за удобство означим с $P_i^{(e)}, P_i^{(\mu)}, P_i^{(\pi)}$, $i = 1, 3$ вероятността E/p за електрони, мюони и пиони да е всеки един от интервалите. В тази конвенция $f_e = P_3^{(e)}$ и $f_\mu = P_1^{(\mu)}$.

Електрони

При определянето на разпределението по E/p за електрони са използвани $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$ събития, които са отделени посредством следните условия:

- 1) точно една следа в спектрометъра и точно два неасоциирани клъстера с нея в LKг.
- 2) екстраполираната следа и клъстерите да се намират в активната област на LKг.
- 3) разликата във времето на следата и на всеки от фотоните да е по-малко от 2 ns.
- 4) върхът на разпада се реконструира използвайки заредената частица. Наложените условията са същите, като за K_{e2} и $K_{\mu2}$.
- 5) Използвайки координатите на върха и информацията за двата фотона, се реконструира инвариантната маса на π^0 по формула 3.7. Тя трябва

ва да е в интервала $133\text{MeV} \leq m_{\gamma\gamma} \leq 137\text{MeV}$, като разделителната способност по $m_{\gamma\gamma}$ е 1.9 MeV .

6) Сумата от реконструираниите енергии на трите частици трябва да е по-малка от 54 GeV , като липсващата енергия да е поне 10 GeV . Това условие отчита отнесената енергия от неутриното.

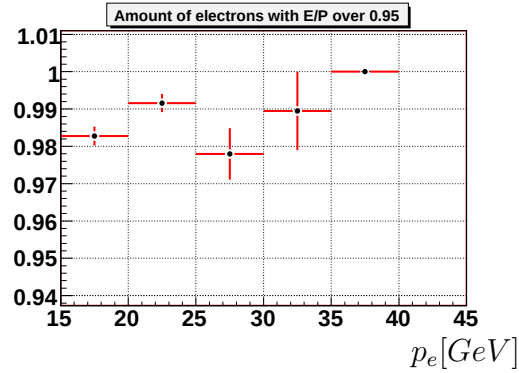
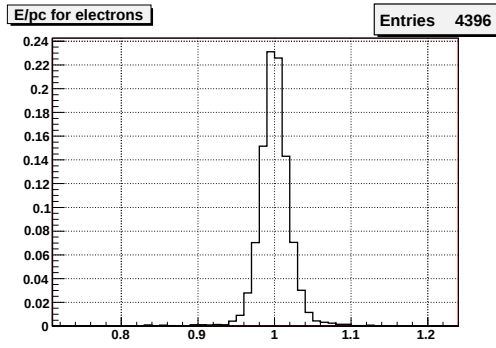
7) Напречният импулс на системата от следата и π^0 да е поне 70 MeV .

8) Квадратът на липсващата маса (реконструираният квадрат на инвариантната маса на неутриното), предполагайки че заредената частица е електрон, трябва да е в интервала $-0.002\text{ GeV}^2/c^4 < m_{miss} < 0.002\text{ GeV}^2/c^4$ (1σ).

9) Енергията на π^0 в системата на покой на каона да е по-голяма от 200 MeV , за потискане на фона от $K^\pm \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^\pm$ събития.

10) Да няма сигнал в мюонния детектор - за потискане на $K^\pm \rightarrow \pi^0\mu^\pm\nu$.

Фонът в така избраните електрони от $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$ събития е пренебрежим и E/p разпределението е показано на Фигура 4.4.



Фиг. 4.4: Разпределение по E/p на избраните електрони

Фиг. 4.5: Количество електрони с $E/p > 0.95$ ($P_3^{(e)}$), като функция на импулса

Стойността на $P_3^{(e)}$ като функция на импулса е показана на Фигура 4.5. Вижда се, че тя слабо зависи от импулса на електрона в интервала $15\text{ GeV}/c < p_e < 40\text{ GeV}/c$ и е приета за константа в целия импулсен диапазон (до $50\text{ GeV}/c$), използван за анализа на K_{e2} . Тази хипотеза е качествено проверена, използвайки симулирани събития. Измерената стойност на $P_3^{(e)}$ е 0.985 ± 0.0018 .

Пиони

Веществото в електромагнитния калориметър съставлява две ядрени дължини на взаимодействие и само част от адроните развиват лавина в него. За изучаването на E/p разпределението за пиони са използвани $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ събития, избрани чрез налагане на следните условия:

- Поради сходната топология (една заредена следа и два фотона) събитията трябва да отговарят на първите пет изисквания за отбор на $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$.

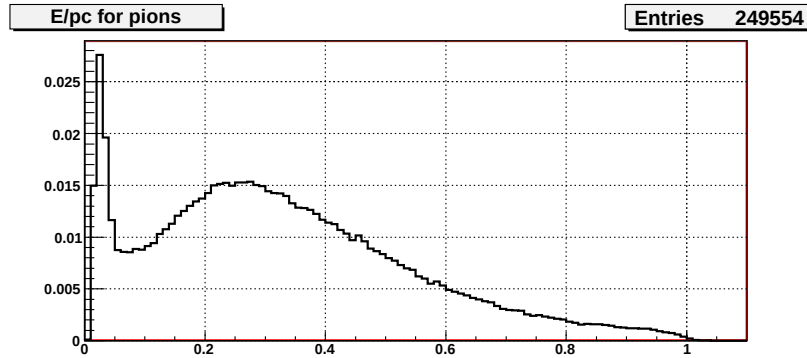
- Реконструира се 4-импулса на каона, като $P_K^i = P_{\pi^0}^i + P_\pi^i$. Енергията на каона трябва да е в интервала $56\text{GeV} < E_K < 64\text{GeV}$ (средният импулс на снопа е 60 GeV).

- Реконструираната инвариантна маса $M_K = (P_K)^2$ на каона трябва да е в интервала $488.67\text{MeV} < M_K < 498.67\text{MeV}$. Разделителната способност по M_K е 5 MeV.

- Напречният импулс на каона $P_T = \sqrt{(P_K^x)^2 + (P_K^y)^2}$ трябва да е по-малък от 10 MeV, за да сме сигурни че няма избягала частица. По този начин се потиска фона от $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$ и $K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu$ събитията.

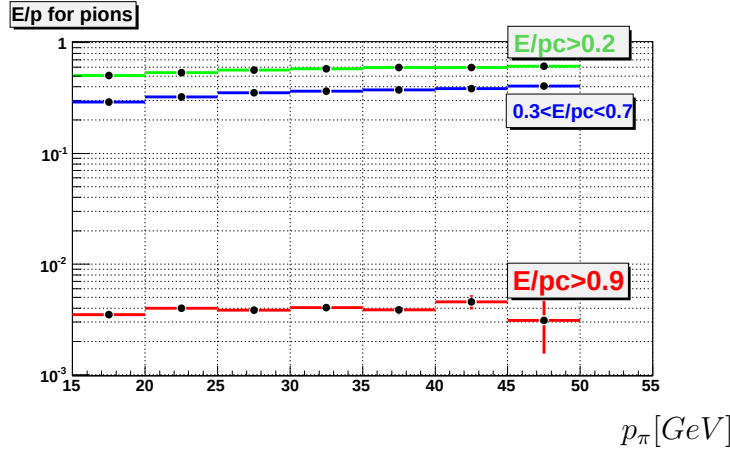
- Липсващата маса, изчислена в предположението, че следата е мюон, без да се включва информацията за π^0 трябва да е в интервала $0.012\text{GeV}^2/c^4 < m_{\text{miss}}^\mu < 0.024\text{GeV}^2/c^4$. Под $0.012\text{GeV}^2/c^4$ са разположени $K_{\mu 2}$ събитията, а над $0.024\text{GeV}^2/c^4$ - $K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu$.

Разпределението по E/p за заредените частици, избрани от селектираните събития, е показано на Фигура 4.6.



Фиг. 4.6: E/p разпределение за пиони.

Относителният брой пиони във всеки един от интервалите по E/p зависи силно от импулса, както се вижда от Фигура 4.7. Поради тази причина, за всеки импулсен интервал е използвана съответната стойност.



Фиг. 4.7: Относителен брой на пионите във всеки един от интересующите ни интервали по E/p , като функция на импулса на пиона.

Мюони

Основният процес, чрез който мюоните взаимодействат с веществото, е йонизация. Въпреки това, една малка част от тях оставя пълната си енергия в електромагнитния калориметър. Именно тези мюони дават сигнал, който причинява грешната им идентификация като електрони.

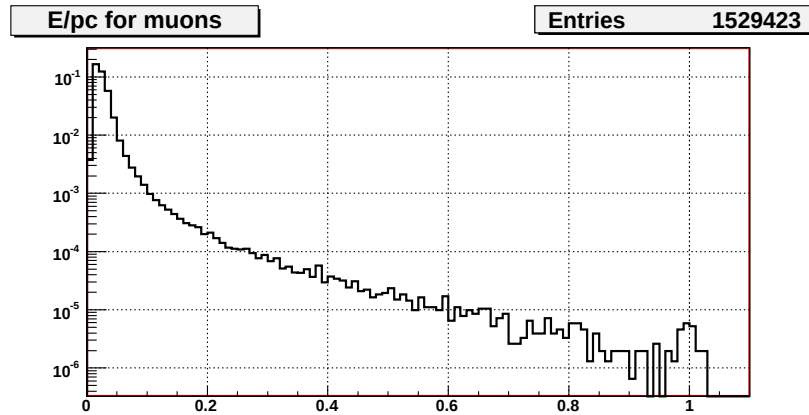
За определянето на E/p за мюоните са използвани $K_{\mu 2}$ събития, избрани посредством следната селекция:

- Събитията трябва да отговарят на всички условия от стандартната $K_{\mu 2}$ селекция, с изключение на идентификацията на частицата като мюон.

- Липсващата маса в мюонна хипотеза (M_{ν}^2) да е в интервала $-0.01 \text{ GeV}^2/c^4 < m_{miss}^{\mu} < 0.0 \text{ GeV}^2/c^4$. Разделителната способност по M_{ν}^2 е $< 0.005 \text{ GeV}^2/c^4$. Под $-0.01 \text{ GeV}^2/c^4$ са разположени K_{e2} събитията, а над $0.0 \text{ GeV}^2/c^4$ - основният фон от $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0$.

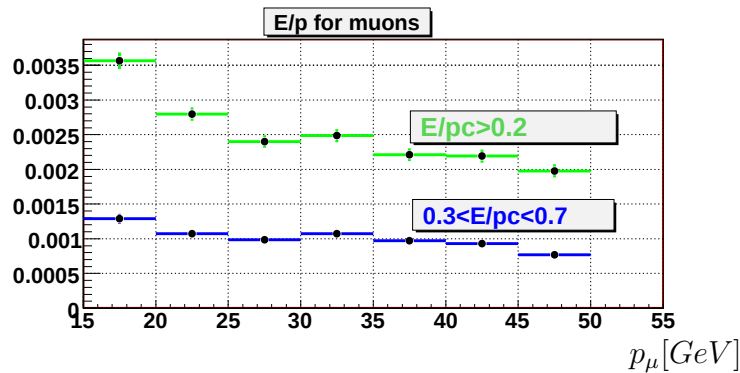
- За допълнително потискане на фона от K_{e2} , трябва липсващата маса в електронна хипотеза да е по-голяма от $0.005 \text{ GeV}^2/c^4$.

На Фигура 4.8 е показано полученото E/p разпределение за мюоните. Вижда се концентрация на събития около $E/p = 1.0$. Това се дължи на остатъчен фон от K_{e2} събития, присъстващи в извадката за определяне на мюонното E/p . За определянето на $P_3^{(\mu)}$ е използван импулсният интервал $15 \text{ GeV} < p_{\mu} < 25 \text{ GeV}$, където фонът от K_{e2} събития е минимален, както се вижда от Фигура 4.10. Използвано е Монте Карло за неговото отчитане. В хипотезата, че $P_3^{(\mu)}$ не зависи от импулса на мюона (проверено качествено, използвайки симулирани събития), получената стойност



Фиг. 4.8: E/p разпределение за мюони. Избран е логаритмичен мащаб по вертикалата, за да се вижда опашката на разпределението.

за $P_3^{(\mu)}$ е $(0.412 \pm 0.045) \times 10^{-5}$. Дадената грешка е изцяло поради използваната статистика. Величините $P_1^{(\mu)}$ и $P_2^{(\mu)}$ зависят от импулса и са определени във всеки импулсен интервал, както е показано на Фигура 4.9.



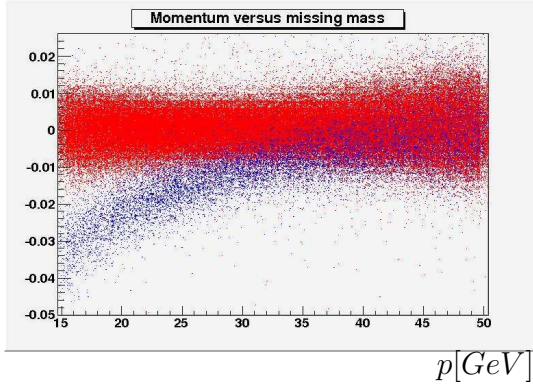
Фиг. 4.9: $(1 - P_1^{(\mu)})$ и $P_2^{(\mu)}$ като функция на импулса на мюона.

4.6 Определяне на фона

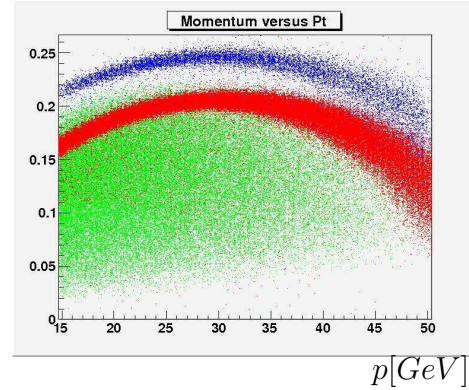
4.6.1 Фон в K_{e2}

Основният фон в K_{e2} са $K_{\mu 2}$ разпадите, тъй като кинематичните им области се припокриват поради крайната разделителна способност на спектрометъра, както е показано Фигура 4.10. Останалите моди на

разпад съдържат поне един пион в крайно състояние, поради което напречният импулс, който могат да придобият частиците в тях, е по-малък от този на електрона в K_{e2} , както може да се види от Фигура 4.11



Фиг. 4.10: M_{miss}^2 в мюонна хипотеза за K_{e2} (дъгата) и $K_{\mu 2}$ (събитията около $M_{miss}^2 = 0$) Монте Карло събития, като функция на импулса. По вертикалната ос числата са в GeV^2/c^4 .



Фиг. 4.11: Напречен импулс (в GeV) на заредената частица спрямо оста Z на експеримента, като функция на импулса, за K_{e2} (горната дъга), $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0$ (долната дъга) и $K^{\pm} \rightarrow \pi^0 e^{\pm}\nu$ (разпръснатите точки) Монте Карло събития.

Приносът от фон в извадката от K_{e2} събития може да се раздели на два типа - събития, които съдържат електрон в крайно състояние, например $K^{\pm} \rightarrow \pi^0 e^{\pm}\nu$, и събития, при които мюонът или пионът е грешно идентифициран като електрон.

Фон от събития с електрони

Определянето на фона от събития, които имат електрон в крайно състояние, е направено посредством Монте Карло симулация. Това е възможно, тъй като в случая не се налага корекция за идентификация на заредената частица. Основният принос идва от $K^{\pm} \rightarrow \pi^0 e^{\pm}\nu_e$ разпада, където двата фотона са извън активната област на калориметъра. Оцененият брой събития от този тип фон е 51 ± 19 , разположени предимно при високи стойности на импулса на електрона.

Фон поради грешна идентификация на частиците

Този тип фон е изследван от данните. Използваният метод за определянето му е следният:

- Избрани са събития, които удовлетворяват всички условия от селекцията за K_{e2} без идентификацията на частиците.

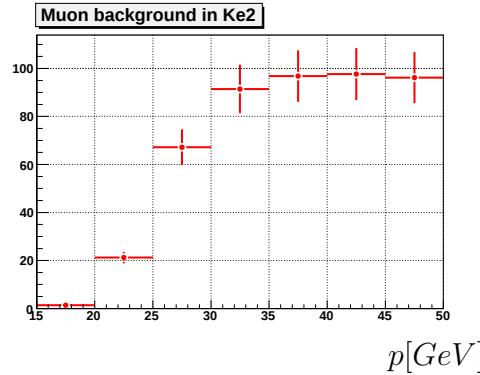
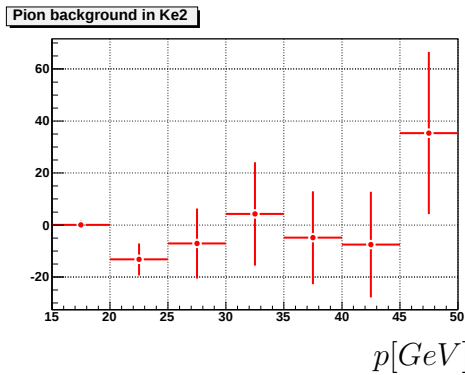
- Квадратът на липсващата маса е изчислен в електронна хипотеза за заредената частица.

- От всички събития са избрани две контролни извадки - първата е със заредени частици, за които $E/p < 0.2$, а за втората - $0.3 < E/p < 0.7$.

По този начин, ако означим с N_μ и N_π общия брой събития с мюони и пиони измежду всички, удовлетворяващи така модифицираната K_{e2} селекция, то броят събития N_i ($i = 1, 2$) във всеки един от тези интервали по E/p , е:

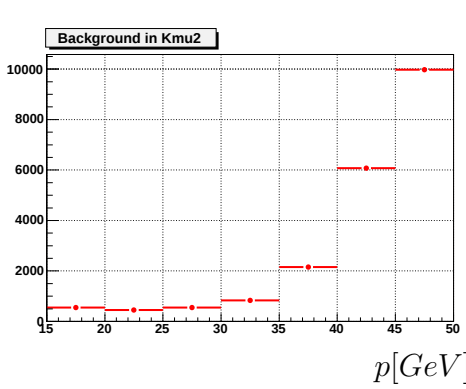
$$N_i = P_i^{(\mu)} \times N_\mu + P_i^{(\pi)} \times N_\pi \quad (i = 1, 2)$$

където N_i са измерени и единствените неизвестни са N_μ и N_π . По този начин броят на фонове събития с мюони и пиони в K_{e2} се определя като умножим N_μ и N_π съответно с вероятността те да бъдат грешно идентифицирани като мюони, а именно $P_3^{(\mu)}$ и $P_3^{(\pi)}$. Цялата процедура е проведена в интервали по импулса на заредената частица. Броят на фоновите събития от пиони и мюони в K_{e2} , като функция на импулса са показани на Фигура 4.12 и 4.13.

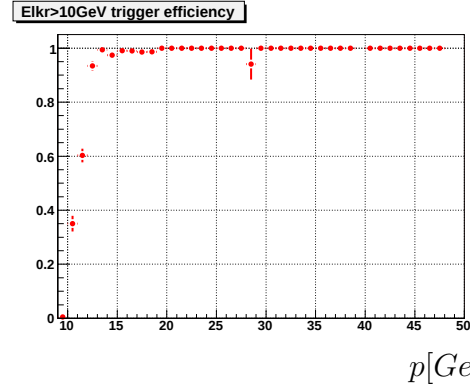


Фиг. 4.12: Фон от събития с пиони в K_{e2} извадката като функция на импулса. Фиг. 4.13: Фон от събития с мюони в K_{e2} извадката като функция на импулса.

Приносът от пионни събития към фона в K_{e2} е пренебрежим. Основният фон идва от $K_{\mu 2}$ разпади, както и се очакваше от Монте Карло симулациите, като определеният брой събития е 472 ± 51 , където грешката е изцяло поради неопределеността в $P_3^{(\mu)}$.



Фиг. 4.14: Пионен фон в $K_{\mu 2}$ като функция на импулса.



Фиг. 4.15: Ефективност на $E(LKr) > 10$ GeV тригера като функция на отделената енергия.

Фон в K_{e2} - обобщение

Пълният фон в K_{e2} извадката е основно от двата източника, разгледани по-горе, и е 523 ± 54 събития. Броят K_{e2} събития, след изваждането на фона, е 3407.

4.6.2 Фон в $K_{\mu 2}$

Оценката на фона в $K_{\mu 2}$ е направена по подобен начин на тази в K_{e2} . Поради условието $E/p < 0.2$ имаме фон само от пионни събития. Използвана е селекцията на $K_{\mu 2}$ разпада, но условието за идентификация на частиците е заменено от $0.3 < E/p < 0.7$. По този начин фонът от пионни събития в $K_{\mu 2}$ е оценен на 0.6% от общият брой събития, като основният принос се дължи на $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0$ разпади. Разпределението на пионния фон, като функция на импулса, е показано на Фигура 4.14. Корекциите от изваждането на фона, както и тези свързани със загубите от условието $E/p < 0.2$ за идентификация на мюона, са направени в интервали по импулса. Общият брой $K_{\mu 2}$ разпади след тези корекции е 3408494.

4.7 Тригерна ефективност

Ефективността на общата част от тригера, изискваща сигнал в ходоскопа (Q1), е много висока (над 99.5%). Съставена е карта на ефективността като функция на точката на попадане на заредената частица в ходоскопа, показваща еднородността на детектора. Поради тази причина, общата

част от тригера се съкращава напълно в измерването на R_K .

Единствената различна част в тригера за K_{e2} и $K_{\mu2}$ събитията е условието за отделена енергия в електромагнитния калориметър. Ефективността и е определена посредством $K_{\mu2}$ събития, в които мюонът оставя повече от 10 GeV в LKr. Този разпад е избран поради сходството си с K_{e2} . Условието за минимален импулс от 15 GeV за K_{e2} събитията, както и изискването за $E/p > 0.95$ съответстват на минимална отделена енергия в калориметъра от 14 GeV. Измерената ефективност на $ELKR$ тригера посредством този метод е 0.993 ± 0.003 , като тя не зависи от отделената енергия в LKr, при енергии по-големи от 13 GeV, както се вижда от Фигура 4.15. Използвана е една константа $\epsilon_{\text{trig}}(K_{e2})/\epsilon_{\text{trig}}(K_{\mu2})$, независеща от импулса на заредената частица.

4.8 Геометрична ефективност

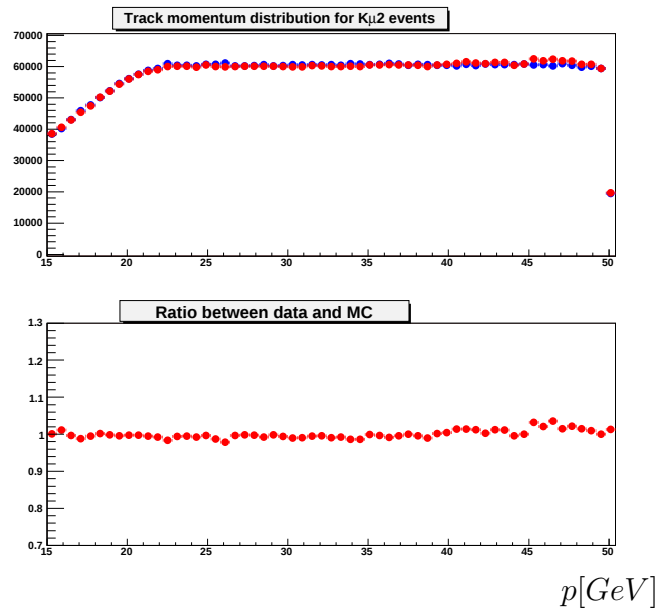
За определянето на геометричната ефективност за регистрация на K_{e2} и $K_{\mu2}$ разпадите е използвана Монте Карло симулацията на експеримента. Както вече беше отбелязано, в нея е включена информация за вариацията на основните параметри на експеримента с течение на времето (като положение на снопа, импулс, т.н.)

Сравнението между данните и Монте Карло за основните параметри, като реконструиран импулс от спектрометъра, както и точката на разпад, са показани на Фигури 4.16 и 4.17. Вижда се че възпроизвеждането на данните е много добро.

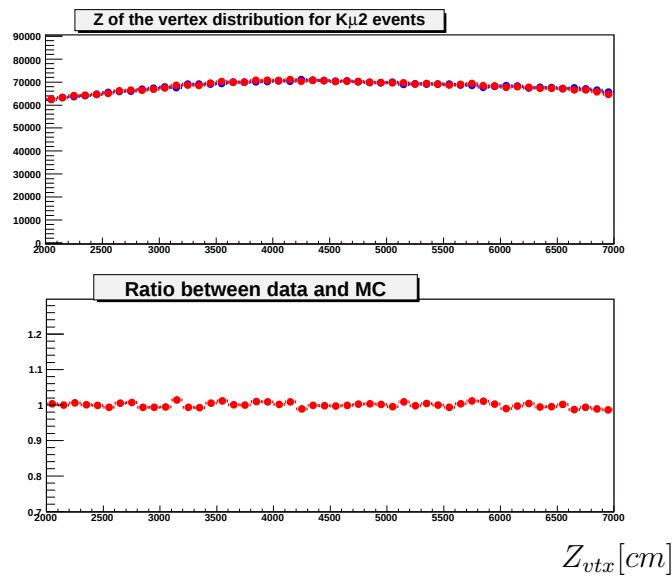
4.8.1 Радиационни поправки

Отчитането на ефектите, свързани с разпадите $K^{\pm} \rightarrow \ell^{\pm} \nu \gamma$, е от изключително значение за представения анализ. Условието да няма допълнителни клъстери в калориметъра с енергия над 2 GeV в селекцията на $K_{\ell2}$ събитията не отстранява всички радиационни разпади в данните. Това налага тяхното отчитане в симулацията за правилното пресмятане на геометричната ефективност на детектора.

Разпадите $K_{\ell2\gamma}$ се описват теоретично посредством разделянето на матричния им елемент на няколко части - *вътрешно спирачно излъчване* (IB), *структурно-зависима* (SD) част и *интерференцията* (INT) между тях. Както беше отбелязано, теоретичното предсказание за R_K включва IB-частта от радиационния $K_{\ell2\gamma}$ разпад [41, 42]. С цел експерименталното измерване на същата величина R_K , отделните членове на радиационния



Фиг. 4.16: Сравнение между данни (червено) и Монте Карло (синьо) на импулсното разпределение за мюон от $K_{\mu 2}$ (разпределенията се припокриват); долната графика: отношение данни/Монте Карло.



Фиг. 4.17: Сравнение между данни (червено) и Монте Карло (синьо) на реконструирана позиция на точката на разпад за $K_{\mu 2}$ (разпределенията се припокриват); долната графика: отношение данни/Монте Карло.

разпад са симулирани. Общата ефективност за регистрация на $K_{\ell 2} + K_{\ell 2\gamma}(IB)$ може да бъде записана като

$$A(K_{\ell 2} + K_{\ell 2\gamma}(IB)) = \frac{A(K_{\ell 2}) + \sum_i (\Gamma_i/\Gamma) A(K_{\ell 2\gamma}^i/\Gamma)}{1 + \Gamma_{IB}/\Gamma} \quad (4.6)$$

където $A(K_{\ell 2})$ е ефективността за регистрация на $K_{\ell 2}$ събитията, без излъчването на фотон, Γ е ширината на $K_{\ell 2}$, а $A(K_{\ell 2\gamma}^i)$ ($i = IB, SD, INT$) е ефективността за регистрация на различните радиационни моди, всяка от тях с ширина Γ_i . По този начин ефектът от радиационните разпади е изцяло отчетен в Монте Карлото.

Тъй като матричният елемент за $K_{\ell 2\gamma}(IB)$ е разходим при $E_\gamma^* \rightarrow 0$ (E_γ^* - енергия на фотона в системата на покой на каона), необходимо е налагането на условие за минимална енергия на фотона $E_\gamma^* > 1 \text{ MeV}$ (3 MeV) при генерирането на $K_{e2\gamma}(K_{\mu 2\gamma}) IB$ събитията. Така използваните стойности на $\Gamma_i/\Gamma_{\text{tree}}$ са показани в таблица 4.1.

Разпад	SD^+	SD^-	INT^+	INT^-	$IB(E_\gamma^* > E_{\text{cut}})$
$K_{e2\gamma}$	0.8	0.12	4.2×10^{-5}	-7×10^{-4}	0.1234
$K_{\mu 2\gamma}$	1.5×10^{-5}	2.1×10^{-6}	2.3×10^{-5}	-6×10^{-5}	1.05×10^{-2}

Таблица 4.1: Ширините на разпад Γ_i за различните членове на $K_{\ell 2\gamma}$ разпада, нормирани на ширината на разпад за $K_{\ell 2}$, пресметната в дървесно приближение Γ_{tree} [41]: $\Gamma_i/\Gamma_{\text{tree}}$.

Стойностите за SD^+ , SD^- , INT^+ и INT^- членовете са взети директно от [48], стойността за $K_{e2\gamma}(IB)$ е пресметната чрез интегриране по далиц-плота на плътността на събитията, дадена в [48], а за определянето на $K_{\mu 2\gamma}(IB)$ е използвана експериментално измерената стойност [44], коригирана за разликата в използваното обрязване по E_γ^* .

Тъй като $INT^\pm$ членове са пренебрежимо малки в сравнени с IB и SD , те не са взети под внимание при пресмятането на геометричната ефективност за K_{e2} разпада. Поради същите причини за $K_{\mu 2}$ е отчетен само IB члена.

След прилагането на гореизложената процедура, определената пълна геометрична ефективност за регистрация на K_{e2} е $(48.965 \pm 0.015)\%$, а тази за $K_{\mu 2}$ е $(58.818 \pm 0.019)\%$. Ефектът от включването на радиационните събития за двете моди съставлява 3.7% и 0.4% съответно.

4.9 Резултати

Поради метода за анализ на данните, повечето систематични ефекти се съкращават в отношението $R_K = \Gamma(K^\pm \rightarrow e^\pm \nu) / \Gamma(K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu)$. Изчислените корекции са приложени към данните, като неопределеността на корекцията е отчетена като систематичен ефект. По-важните ефекти заедно с приноса им към пълната грешка са представени в таблица 4.2.

Ефект	неопределеност, $\Delta R_K / R_K$
Статистика на K_{e2} извадката	1.85%
Статистика на $K_{\mu 2}$ извадката	0.05%
Изваждане на фона (stat)	1.59%
Изваждане на фона (syst)	0.2%
Идентификация на електрони (stat)	0.18%
Идентификация на електрони (syst)	0.16%
Геометрична ефективност за K_{e2} (stat)	0.3%
Геометрична ефективност за $K_{\mu 2}$ (stat)	0.03%
Геометрична ефективност (syst)	0.07%
Радиационни корекции	0.12%
Тригерна ефективност	0.3%

Таблица 4.2: Обобщение на статистическите и систематичните неопределености.

Пълната статистическа грешка съставлява 1.88%, а систематичната - 1.66%. Доминиращият принос към систематиката е вследствие на изваждането на фона в K_{e2} . Тази грешка може да се намали чрез увеличаване на статистиката.

Броят $K^\pm \rightarrow e^\pm \nu$ събития, след изваждането на фона, е

$$3407 \pm 63_{\text{stat}} \pm 54_{\text{syst}}$$

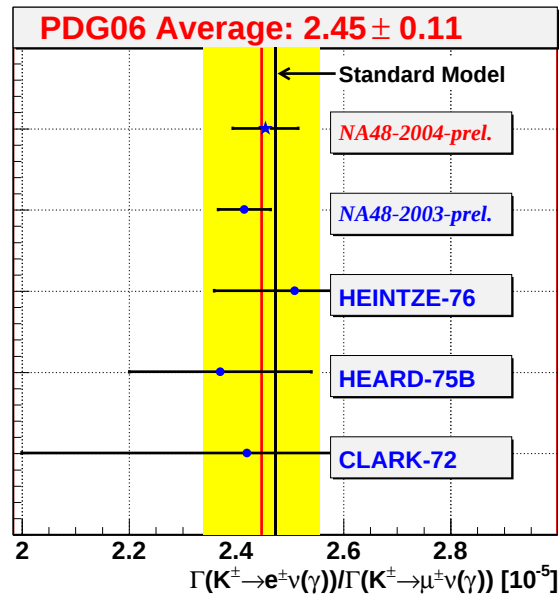
2157 от които са K^+ разпади, а 1250 са K^- разпади.

Съответният брой $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ събития 3408494 ± 1846 (грешката е чисто статистическа), като 2179712 са $K_{\mu 2}^+$, а 1228782 са $K_{\mu 2}^-$ разпади.

Това води до стойност за R_K

$$R_K = (2.455 \pm 0.045_{\text{stat}} \pm 0.041_{\text{syst}}) \cdot 10^{-5}.$$

Измерената стойност е в съгласие със Стандартния Модел и с досега съществуващата средна стойност, като грешката и е два пъти по-малка от последната, както се вижда от Фигура 4.18.



Фиг. 4.18: Различни измервания на R_K . Средната стойност не включва последни измервания от експеримента NA48. Линията, даваща предсказанието на СМ, включва и грешката.

Неопределеността в R_K е доминирана от статистиката; систематичната грешка е почти изцяло резултат от определянето на вероятността за грешна идентификация на частиците $P_3^{(\mu)}$, която също е резултат от недостига на статистика.

Може да бъде направено първото сравнение за стойността на R_K за K^+ и K^- :

$$R_K^{(+)} = (2.430 \pm 0.056_{\text{stat}} \pm 0.041_{\text{syst}}) \cdot 10^{-5}, \quad (4.7)$$

$$R_K^{(-)} = (2.502 \pm 0.075_{\text{stat}} \pm 0.041_{\text{syst}}) \cdot 10^{-5}. \quad (4.8)$$

Двете стойности са съвместими една с друга, както и би следвало да се очаква.

Въпреки че резултатът представлява значително подобрене на точността в сравнение с предишните експерименти, неговата грешка е все още далеч от теоретичната. Това е от особено голямо значение, имайки предвид последните резултати в [43], показващи възможността за сравнително големи отклонения на R_K спрямо очакванията от Стандартния Модел.

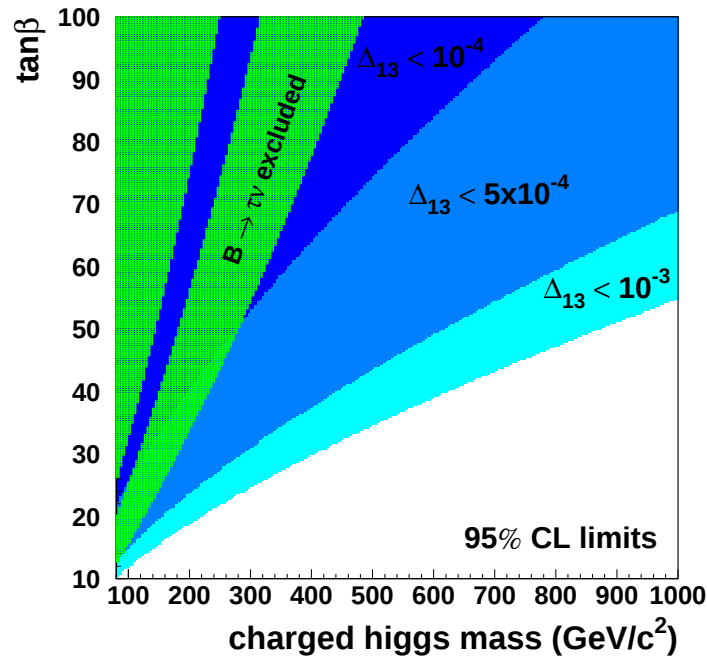
4.10 Интерпретация и очаквания

Както е показано в [43], приносът от модели в рамките на минималното суперсиметрично разширение на стандартния модел (MSSM) може да се запише като:

$$R_K^{\text{LFV}} \approx R_K^{\text{SM}} \left[1 + \left(\frac{m_K^4}{M_{H^\pm}^4} \right) \left(\frac{m_\tau^2}{M_e^2} \right) |\Delta_{13}|^2 \tan^6 \beta \right], \quad (4.9)$$

където $M_{H^\pm}$ е масата на заредения хигс бозон, $\tan \beta$ е отношението на вакуумните средни на двата хигсови дублета, а Δ_{13} е ъгълът на смесване на неутрината, за който очакванията са да е от порядъка на $10^{-4} - 10^{-3}$, както сочат данните по неутринни осцилации.

Представените резултати, заедно с получените от колаборацията KLOE [49], са използвани в [50] за изключване на област в пространството от параметрите $(M_{H^\pm}, \tan \beta)$, както е показано на Фигура 4.19. Вижда се голямата чувствителност на отношението R_K към присъствието на "нова физика".



Фиг. 4.19: Изключена област в равнината $(M_{H^\pm}, \tan \beta)$ от R_K при различни стойности на Δ_{13} . Показана е също така изключената област от $B \rightarrow \tau \nu_\tau$ разпадите [51].

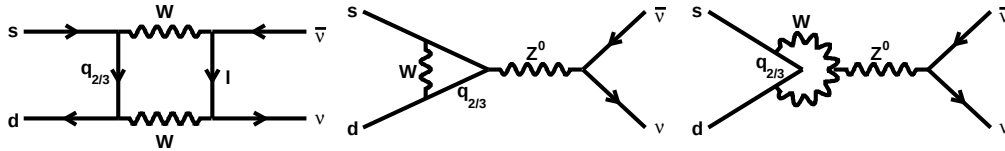
Поради големия интерес към R_K , колаборацията NA48 взе решение да предложи провеждането на нов сеанс през 2007, посветен на прецизното измерване на тази величина. Този сеанс е част от новата програма по изследване на редки разпади на К-мезони - експериментът NA62. Набирането на данните приключи, като са регистрирани около 100000 K_{e2} разпада. Методът за техния анализ ще бъде вече разработеният и се очаква да се достигне точност в определянето на R_K от порядъка на 0.3%.

Глава 5

Предложение за измерване на $Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$

5.1 Описание на разпадите $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$

Сред всички К-разпади, редките разпади $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ са изключително привлекателни за изследване, тъй като парциалната им вероятност може да бъде пресметната с много висока точност. Причината за това е, че адронният матричен елемент може да бъде определен експериментално, използвайки изоспиновата симетрия на силните взаимодействия, от един от основните полулептонни разпади - $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ [57]. На кварково ниво $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ разпадите протичат като $s \rightarrow d \nu \bar{\nu}$ преход, описващ се с Z^0 пингвин или W диаграми, както е показано на Фигура 5.1.



Фиг. 5.1: Файнманови диаграми за разпадите $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ в рамките на СМ.

Вероятността за разпада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ може да се запише като [58]

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = k_+ \left[\left(\frac{Im \lambda_t}{\lambda^5} X(x_t) \right)^2 + \left(\frac{Re \lambda_t}{\lambda^5} X(x_t) + \frac{Re \lambda_c}{\lambda^5} P_c \right)^2 \right] \quad (5.1)$$

Модел	Предсказание [$\times 10^{11}$]	
Стандартен Модел	8.0	[63]
MFV	19.1	[59]
EEWP	7.5	[60]
EDSQ	15	[65]
Минимална суперсиметрия	40	[62]

Таблица 5.1: Очаквания за $Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ в рамките на различни модели

$$k_+ = r_{K^+} \frac{3\alpha Br(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu)}{2\pi^2 \sin^4 \theta_W} \lambda^8 = (5.04 \pm 0.17) \times 10^{-11} \left(\frac{\lambda}{0.2248} \right)^8 \quad (5.2)$$

където $\lambda = V_{us}$, $\lambda_c = V_{cs}^* V_{cd}$, $\lambda_t = V_{ts}^* V_{td}$, $x_t = m_t^2/m_W^2$, а $r_{K^+} = 0.901$ - корекция, описваща нарушаването на изоспиновата симетрия.

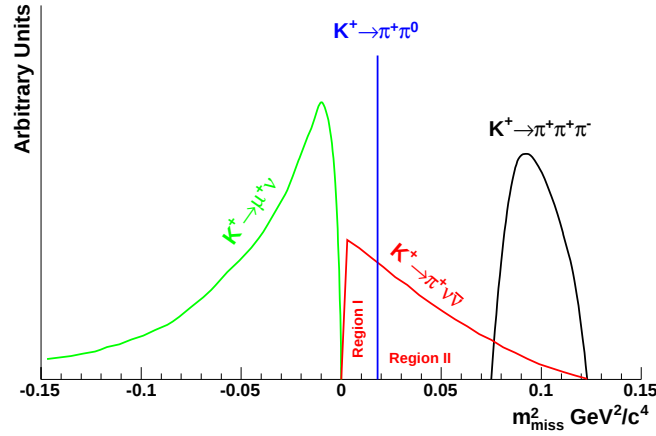
Коефициентите X и P_c се пресмятат числено и последните пресмятания в χPT дават предсказания за $Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (8.0 \pm 1.1) \times 10^{-11}$ [63], като грешката се доминира почти изцяло от грешката при определянето на m_c и матричният елемент от матрицата на Кабибо-Кобаяши-Маскава.

До момента са наблюдавани три събития от този разпад от колаборациите E787 и E949 [52, 53], водещи до

$$Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (14.7^{+13.0}_{-8.3}) \times 10^{-11} \quad (5.3)$$

Едновременното изследване на $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ позволява върхът на унитарния триъгълник да бъде определен по алтернативен начин. Сравнението на този връх и на определения посредством разпадите на B -мезони връх позволява да се направи една от най-мощните проверки на Стандартния Модел, а именно описанието на кварковия сектор посредством ККМ матрицата.

Вероятността за разпада $Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ е пресметната също така и в някои разширения на СМ. Направените предсказания се изменят на повече от порядък и зависят от модела, който е използван. Някои от тях са показани в таблица 5.1, заедно със стойността, която дава СМ. Измерването на $Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ може да помогне да се направи разлика между моделите за нова физика, която се реализира [61], след като веднъж са получени ясни доказателства за нея на LHC .



Фиг. 5.2: Разпределение по липсваща маса на квадрат за разпадите $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ и $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$.

5.2 Стратегия за измерването

В крайно състояние разпадът $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ има само една наблюдаема частица - π^+ -мезонът. За да може да бъде направена някаква реконструкция на кинематичните характеристики на тези събития, са необходими два спектрометра - един за измерването на пионния и един за каонния импулс.

Използвайки хипотезата, че наблюдаваната заредена частица в крайно състояние е пион, а разпадащата се частица е каон, може да бъде реконструиран квадратът на липсващата маса:

$$m_{miss}^2 \simeq m_K^2 \left(1 - \frac{|P_\pi^2|}{|P_K^2|}\right) + m_\pi^2 \left(1 - \frac{|P_K^2|}{|P_\pi^2|}\right) - |P_K| |P_\pi| \theta_{\pi K}^2 \quad (5.4)$$

На Фигура 5.2 са показани разпределенията по квадрата на липсващата маса за трите най-вероятни K^+ разпада, както и $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ събитията.

Пикът, идващ от $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ разпадите, се намира в сигналната област и поради тази причина се налага тя да се раздели на две отделни подобласти:

- Област I : $0 \text{ GeV}^2/c^4 < m_{miss}^2 < 0.01 \text{ GeV}^2/c^4$
- Област II: $0.026 \text{ GeV}^2/c^4 < m_{miss}^2 < 0.068 \text{ GeV}^2/c^4$,

Мода на разпад	$\frac{Br(K^+ \rightarrow X)}{Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})}$	Начин на потискане
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$	7.93×10^9	μ идентификация
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	2.64×10^9	Фотонни детектори (ФД)
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	0.7×10^9	Детектори на заредени частици
$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$	0.61×10^9	ФД, идентификация на e^+
$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$	0.41×10^9	ФД, μ идентификация
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	0.22×10^9	ФД
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \gamma$	0.07×10^9	μ идентификация, ФД

Таблица 5.2: Вероятности за основните моди на разпад на заредените К-мезони [66], нормирани на $Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$.

чиито граници зависят от разделителната способност по m_{miss}^2 .

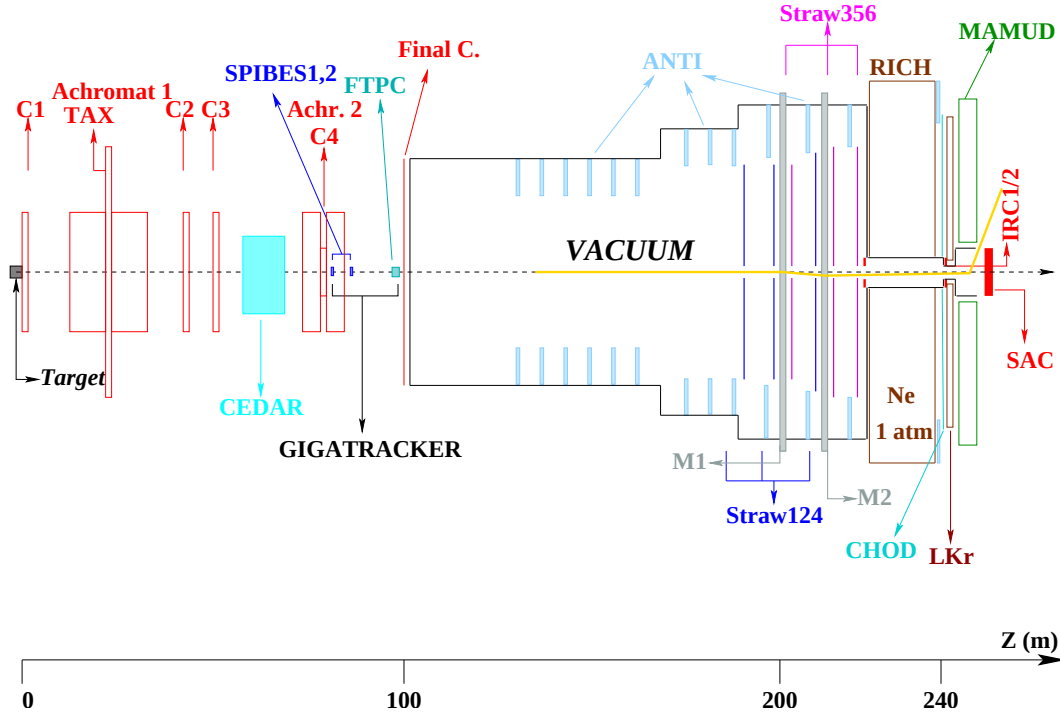
За да се потисне фона от други каонни разпади в така определените кинематични области, е нужно да се използват системи за идентификация на частиците, както и вето детектори. Целият планиран детекторен комплекс трябва да е херметичен за фотони, идващи от разпади на π^0 в разпадния обем. Системата от фотонни вето детектори трябва да може да регистрира двуфотонни събития, произтичащи от $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$, с неэффективност по-малка от 10^{-8} . Фонът от разпадите, съдържащи мюони в крайно състояние (например $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \mu^+ \nu$), трябва да бъде потиснат от мюонни вето детектори, чиято неэффективност трябва да е по-малка от 5×10^{-6} .

Основните моди на разпад на каона, както и начинът да бъде потиснат фона от тях, са показани в таблица 5.2.

5.3 Конструкция на експеримента

След анализ на местата, където може да бъде построен такъв експеримент, се установи, че най-подходящото място за това е ЦЕРН, като за протонен източник ще бъде използван ускорителят SPS. Бе решено да се използва съществуващата зала на експеримента NA48, както и част от наличните детектори. Въпреки че понякога експериментът P326 (NA62) е наричан NA48/3, важно е да се отбележи, че той не е продължение на много успешната серия от експерименти NA48, NA48/1 и NA48/2. P326 използва оригинален технически похват и повечето от планираните детекторите са напълно нови.

Снопът и детекторният комплекс са проектирани така, че да удов-



Фиг. 5.3: Дизайн на детекторния комплекс P326.

летворяват всички изисквания, споменати в предната част. Дизайнът е показан на Фигура 5.3, като за разлика от предишните експерименти за измерване $Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$, каоните ще се разпаднат в полет. Всички ъгли са спрямо оста на снопа, показана с пунктирна линия на фигура 5.3 (също използвана и като ос Z на експеримента).

5.3.1 Формиране на снопа

За да се получи сноп от положително заредени частици, се използва първичен протонен сноп с импулс от 400 GeV, който е насочен под нулев ъгъл в цилиндрична берилиева мишена с диаметър 2 mm и дължина 40 cm. Избраната интензивност на снопа е 3×10^{12} протони за цикъл, чиято продължителност е 5 s. Посредством система от ахромати се избират вторичните частици с импулс $75 \text{ GeV} \pm 1\%$. Те преминават през диференциален черенковски брояч - CEDAR. Той е необходим, за може да се регистрират само заредените каони, които съставляват $\approx 6\%$ от целия сноп. След черенковския брояч, в оставащите 30 m до последния колигатор, е поставен втори ахромат, който също така ще бъде използван и

Характеристика	Стойност	Коментар
Време за цикъл	16.8 s, 4.8 s сноп	Сегашен цикъл на SPS
Цикли за година	3×10^5	Искани в предложението
Протони за цикъл	3×10^{12}	Искани в предложението
Частичи на цикъл	250×10^7	
Импулс на каона	75 GeV	
К-разпади /година	48×10^{11}	60m разпаден обем

Таблица 5.3: Параметри на снопа на P326

като спектрометър на снопа.

Така избраните частици навлизат в разпадния обем, който е част от вакуумна тръба с дължина 120 m, затворена в края от алуминиева плоскост. От центъра на тази алуминиева плоскост започва тръба, която позволява снопът да преминава във вакуум и през детекторите, намиращи се извън вакуумната тръба.

След разпадния обем е разположен двоен спектрометър, съдържащ два диполни магнита, чието магнитно поле отклонява снопа. Снопът се връща отново на оста Z от магнетизирания адронен калориметър и мюонен детектор (MAMUD). Той е проектиран така, че да изменя напречния импулс на частиците от снопа с $+1500 \text{ MeV/c}$, създавайки по този начин петно с диаметър от 100 mm, в което не попадат каони. Там е разположен калориметър, използван като фотонен вето детектор.

Някои от характеристиките на снопа са показани в таблица 5.3.

От голяма важност за експеримента е качеството на вакуума в разпадния обем, поради това, че частиците на снопа взаимодействат с остатъчния газ. За да бъде фонът от тези събития по-малък от 1 събитие на година, трябва налягането в тръбата да е по-малко от $6 \times 10^{-7} \text{ mbar}$.

5.3.2 Компоненти на детектора

Детекторният комплекс на P326 е проектиран така, че да измерва както параметрите на разпадащата се частица, така и продуктите на разпад. Тук са представени компонентите на детектора в последователността, в която се появяват, движейки се заедно със снопа.

- CEDAR

Идентификацията на K^+ помага при потискането на фона от взаимодействията на снопа с остатъчния газ в разпадния обем. В случай, че този детектор не се използва, качеството на вакуума трябва

да е по-добро от $6 \times 10^{-8} mbar$). Планира се да се използва модернизирана версия на един от работещите в ЦЕРН диференциални черенковски броячи (така нареченият CEDAR-запад). Той ще бъде напълнен с водород, за да се намали разсейването на снопа в газа.

- GIGATRACKER

Спектрометърът на снопа ще измерва параметрите на разпадащата се частица при интензивност от 1 GHz. Размерът на снопа е 3.2×4.4 cm, което води до средна интензивност на преминаващите частици от $60 MHz/cm^2$. Планира се този детектор да е хибриден, като ще е съставен от три станции. Първите две ще са базирани на тънък и бърз силициев микро-пикселен детектор (SPIBES, Silicon Pixel Beam Spectrometer) и ще служат за прецизно измерване на импулса на снопа. Трета станция ще е бърза времепроекционна камера (FTPC), тип "micromegas" (подобна на KABES, но подобрен вариант и с бърза система за дигитализация на данните), служеща за измерване на ъгъла на частиците, като в същото време представлява минимално количество материал на пътя на снопа, за да се намали разсейването. Разделителната способност по време на планирания SPIBES е 100 ps, което ще улесни реконструкцията в третата станция. Изискванията към SPIBES могат да се постигнат чрез използването на детектор с дебелина $300 \mu m$ към който е прилепен $100 \mu m$ дебел чип, представляващ четящата електроника. Общият материал на пътя на снопа е $\approx 0.4\% X_0$ за станция.

Очакваната разделителна способност по импулси на спектрометъра на снопа е от порядъка на 0.3%.

- ANTI

ANTI представляват комплекс от пръстеновидни броячи, разположени около разпадния обем. Общо 13 такива броячи ще бъдат разположени около вакуумната тръба, като всеки от тях ще е съставен от редуването на 80 слоя 5 mm сцинтилатор и 1 mm олово. Посредством влакна, изменящи дължината на вълната на светлината (WLS), сигналът ще бъде транспортиран до фотоумножители. ANTI ще се използват за детектиране на фотони, идващи от разпадния обем и летящи под ъгли до 50 mrad.

- Магнитен спектрометър

С цел прецизното измерване на импулса на пиона и ъгъла му ще бъде използван двоен магнитен спектрометър. Той ще се състои от

два диполни магнита, като ще има две камери преди първия, две камери по средата и две камери след втория магнит. Предвижда се използването на тръбни дрейфови камери, работещи с газова смес от $Ar + CO_2$ (80%+20%). Изборът е направен поради това, че този тип детектори могат да оперират във вакуум, намалявайки многократното разсейване в газа (например спектрометърът на NA48 е поместен в обем, запълнен с хелий). Всяка камера ще се състои от четири сдвоени плоскости, подобно на камерите на NA48. Камерите няма да покриват централната област с диаметър 10 cm, позволявайки снопът да преминава във вакуум. Материалът на една камера на пътя на заредена частица съставлява 0.4% радиационни дължини. Очаква се разделителната способност по импулси на така описания спектрометър да е по-добра от 1% за пион с импулс 30 GeV/c.

- CHOD

Ходоскопът ще бъде използван в тригера на събитията и поради тази причина трябва да е високоефективен за регистрация на заредени частици. При анализа на данните, информацията от ходоскопа ще се използва, за да се гарантира правилното асоцииране на заредената следа от спектрометъра с разпадащата се частица. Поради тази причина е необходима разделителна способност по време по-добра от 100 ps. Ще бъдат използвани многопроцепни стъклени камери със съпротивителна плоскост (RPC) [54], чиято разделителна способност достига до 50 ps при интензивности до 1 kHz/cm^2 , като ефективността им е 99.9% [55].

- RICH

След ходоскопа ще бъде разположен пръстенев черенковски детектор. Той ще измерва скоростта на заредените частици. Ако се използва информация за масата на частицата, се получава прецизно измерване на импулса. В нашия случай RICH ще се използва за обратното - знаейки импулса, измерен в спектрометъра, RICH ще служи за идентификация на типа на частицата. Очаква се ефективността на определянето, дали една частица с импулс до 35 GeV/c е пион, да е по-добра от 99 %. Дизайнът на RICH е аналогичен на този за KPLUS експеримента [64].

- LKR

Съществуващият точно-криптонен калориметър на NA48 ще бъде използван като фотонно вето. Той ще служи за детектиране на фо-

тони от разпадния обем, летящи под ъгли между 1.0 mrad и 15.0 mrad. Отличните характеристики на калориметъра [67] ще помогнат и за потискането на фона от $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ разпади. Необходимо е да се обнови четящата електроника, за да се постигне неефективност за регистрация по-малка от 10^{-5} за фотони с енергия над 5 GeV.

- MAMUD

Този детектор е проектиран като желязно-сцинтилаторен сандвич, получен от редуването на 150 желязни листове с дебелина 2 cm и $2.8m \times 2.6m$ сцинтилаторни листове. Две намотки ще създават магнитно поле от 1 T. MAMUD има за цел идентификацията на мюони с неефективност по-малка от 10^{-5} . Той също така служи и за отклоняване на заредените частици от снопа, така че те да не попадат във фотонния детектор на края на експеримента.

- IRC, SAC

Двата фотонни детектора имат за цел регистрацията на фотони, летящи под малки ъгли спрямо оста на снопа, така че да не попадат в LKR. Планира се те да бъдат 17 радиационни дължини, така че вероятността за преминаването на фотон, без да взаимодейства, да е по-малка от 10^{-7} . Детекторите ще бъдат построени използвайки ”шашлик” технологията [56] от 100 слоя олово и сцинтилатор, с дебелина 1 mm и 2 mm съответно. Сигналът ще бъде получаван от фотоумножители, разположени накрая.

5.3.3 Функционални системи

В така представения детекторен комплекс могат да бъдат идентифицирани следните подсистеми:

- Маркиращата подсистема се състои от CEDAR и CHOD и основната и цел е тригерирането на събитията

- Проследяващата система е основана на GIGATRACKER и тръбния спектрометър и с нейна помощ ще се реконструират кинематичните характеристики на събитията. Заедно те дават разделителна способност по относителния ъгъл между пиона и каона от 50-60 μrad . Отчитайки и импулсната разделителна способност на двойния спектрометър, това води до разделителна способност по реконструиран квадрат на липсващата маса от $0.008 GeV^2/c^4$.

- Фотонната вето система е формирана от LKR, ANTIs, SAC и IRC. Нейна основна цел (както показва и името и) е да се премахне фона

от събития с фотони в крайно състояние. Тази система е напълно херметична за фотони с ъгли по-малки от 50 mrad, идващи от разпадния обем.

- Мюонната система е базирана на MAMUD и RICH и е с очаквана неефективност по-малка от 10^{-7} .

5.4 Обобщение

Използвайки така представения детекторен комплекс, ефективността за регистрация на разпада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ е около 10%. Очакваното отношение сигнал/фон е 10:1. Ако предположим двугодишен сеанс за набиране на данни с 4.8×10^{12} каонни разпада за година в разпадния обем и използваме предсказаната от Стандартния Модел вероятност за разпад $Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$, то очакваният брой наблюдавани $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ събития е 80. Това ще позволи да се определи стойността на матричния елемент V_{td} с точност от $\approx 10\%$.

Измерването на $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ е предизвикателство не само поради теоретичният интерес към стойността, но и поради това че е изключително трудно. Експериментът P326 е една изключителна възможност това да се постигне. Планираният период за набиране на данните е през 2009 и 2010 година.

Глава 6

Научни приноси

Дисертацията представя проведените от автора изследвания по изучаването на редките разпади $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и $K^\pm \rightarrow e^\pm \nu$ и участието му в подготовката на експеримент по измерване на относителната вероятност за разпад на $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$. Оригиначните приноси могат да се обединят най-общо в следните точки:

1. За първи път е наблюдаван редкият разпад $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$. От получените шест събития е определена относителната вероятност за разпад

$$Br(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) = [2.9_{-1.2}^{+1.5}(stat) \pm 0.2(syst)] \times 10^{-9}.$$

2. Използвайки данните за $Br(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)$, е определена стойността на параметъра a_S на матричния елемент, описващ разпадите $K^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$:

$$|a_S|_{\mu\mu} = 1.54_{-0.32}^{+0.40} \pm 0.06.$$

Проведен е съвместен анализ на данните за разпадите $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и са определени независимо стойностите на двата параметъра a_S и b_S :

$$\begin{aligned} a_S &= -1.6_{-1.8}^{+2.1}, & b_S &= 10.8_{-7.7}^{+5.4} \\ a_S &= 1.9_{-2.4}^{+1.6}, & b_S &= -11.3_{-4.5}^{+8.8}. \end{aligned}$$

3. Определен е приносът от CP-нарушаващата компонента в разпада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)_{CPV} \times 10^{12} \approx 8.8_{\text{mixing}} \pm 3.3_{\text{interference}} + 1.8_{\text{direct}}.$$

4. Разработен е софтуер за преобработка на записани вече данни, паралелно с обработката на новопостъпващите данни от експеримента. Използван е по време на набора на данни (150 TB) през 2004-а година.
5. Разработена е автоматизирана система за конвертиране от формат "compact" във формат "supercompact". Системата е използвана при получаването на всички физически резултати на колаборацията NA48/2.
6. Разработен е метод за идентификация на заредените частици на експеримента NA48, който е приложен при получаването на $Br(K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu)$ и R_K . Този метод се използва и в други текущи анализи в колаборацията NA48 ($K^\pm \rightarrow \pi^\pm \mu^+ \mu^-$, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$).
7. Определено е отношението $R_K = \Gamma(K^\pm \rightarrow e^\pm \nu)/\Gamma(K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu)$ с два пъти по-висока точност спрямо комбинирания резултат (PDG) от предишни експерименти:

$$R_K = (2.455 \pm 0.045_{\text{stat}} \pm 0.041_{\text{syst}}) \cdot 10^{-5}.$$

8. Проведен е анализ на събития с една заредена частица. Резултатите са използвани при определянето на геометричната ефективност за регистрация на $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и дизайна на бъдещия експеримент P326 (NA62).
9. Разработена е цялостна централна система за запис на данните от тестовите на детекторите за експеримента NA62. Системата е използвана при тестването на черенковските броячи CEDAR (през 2006 г.) и RICH (2007 г.).

Благодарности

Едва ли бих могъл да спомена всички, които имат пряк или косвен принос за появяването на тази дисертация. Предварително се извинявам, ако съм пропуснал някого.

Преди всичко бих желал да изкажа изключителната си признателност към доцент д-р Леандър Литов, който ме прие в групата си по Физика на Високите Енергии. В качеството си на научен ръководител и приятел, той ме напътстваше в тази бурно развиваща се област и ми даваше множество ценни съвети, които аз не винаги осъзнавах навреме, но без които съществуването на тази работа би било само един мираж. Знанията и опитът, които получих от него, са неоценими. Развитието на групата по ФЕЧ през годините се дължи изключително на неговите разностранни познания и контакти.

Искам да изкажа благодарността си и към проф. Аугусто Чекучи, който ми даде шанс, като летен студент, да посетя ЦЕРН за първи път и ме въведе в експеримента NA48. Той винаги е имал доверие в мен и ме е подкрепял.

Признателен съм на ръководителите на дубненската група - проф. Владимир Кекелидзе и Юрий Потребеников. Те ми помогнаха много по пътя ми до софтуерен координатор на експеримента NA48.

Благодарен съм също така на Цецо и Петър - многобройните дискусии, които сме провели заедно, по най-разнообразни теми, бяха източник на разнообразни идеи, невинаги приложими на практика, но интересни в повечето случаи.

Колегите от експеримента - наистина един прекрасен колектив, който трудно човек може да забрави: Бриджит, Силвия, Андрю, Алън, Жан-Батист, Кристина, Мартин, Лучия, Матиас и всички останали от софтуерната група - благодаря за доверието в мен и подкрепата в съвместната ни работа.

Бих искал да благодаря на проф. Матей Матеев, който ме насочи към групата на доц. Леандър Литов - връщайки се назад, смятам че това изигра голяма роля за развитието ми.

С колегите от групата по Високи Енергии винаги е било удоволствие както да се работи, така и да се празнува. Боби, Евчето, Марто, Мишката, Пейчо, Тони, Ники, Стоян - хора, готови за всичко по всяко време. Атмосферата наистина е уникална. Благодаря и на всички от катедра Атомна Физика за знанията, които са ми дали.

Изключително съм благодарен на Тонито, която ме изтърпя през всичките години на докторантурата ми, оказваше ми подкрепа и беше до мен в трудните моменти.

И накрая, но не на последно място, бих искал да благодаря на майка ми Крася, баща ми Валери, баба ми Параскева, дядо ми Венко и брат ми Генади - моето семейство. Без вашата подкрепа и разбиране никога нямаше да стигна до тук. На вас дължа най-голямата благодарност.

Библиография

- [1] A. Ceccucci, V. Kozhuharov, L. Litov, S. Stoynev, Search for the decay $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, Meetings in Physics at University of Sofia 4 (2003) 151,
- [2] J.R. Batley,... V. Kozhuharov *et al.*, Observation of the rare decay $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, Phys. Lett. B599 (2004) 197. arxiv:hep-ex/0409011
- [3] V. Kozhuharov, "Probing the lepton universality with K_{l2} decays," Nucl. Phys. Proc. Suppl. **168** (2007) 356.
- [4] V. Kozhuharov, "Testing $\mu - e$ universality with $K^\pm \rightarrow l \nu$ decays," PoS (KAON) 049, arXiv:0710.5867 [hep-ex].
- [5] D. Munday,... V. Kozhuharov *et al.*, Letter of intent to measure the rare $K^\pm \rightarrow \pi^+ \nu \nu$ at the CERN SPS, CERN-SPSC-2004-029, CERN-SPSC-I-229.
- [6] V. Kozhuharov, Precise measurement of $Br(K^\pm \rightarrow \pi^+ \nu \nu)$ at CERN SPS, New Trends in High Energy Physics (2005) 58., arxiv:hep-ex/0511037
- [7] V. Kozhuharov, An experimental proposal to measure $K^\pm \rightarrow \pi^+ \nu \nu$ Nuclear Science and Safety in Europe (2006) 81.,
- [8] Leprince-Ringuet, L., and L'héritier, M., J. Phys. Radium. (Sér. 8), 7, 66, 69 (1946)
G. D. Rochester, C. C. Butler, Nature, 4027 (1947) 855.
R. Brown *et al.*, Nature **163** (1949) 82.
- [9] M. Gell-Mann, Phys. Rev. **92** (1953) 833.
A. Pais, Phys. Rev. **86** (1952) 663.
- [10] R. Dalitz, Phys. Rev. **94** (1954) 1064.
- [11] T. D. Lee and C. N. Yang, Phys. Rev. **104** (1956) 254.

- [12] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [13] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.
- [14] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138.
- [15] Heinz Pagels, Phys. Rept. 16 (1975)219.
 Steven Weinberg, Physica A96 (1979)327.
 J. Gasser and A. Zepeda, Nucl. Phys. B174 (1980)445.
 J. Gasser and H. Leutwyler, Annals Phys. 158 (1984)142.
 J. Gasser and H. Leutwyler, Nucl. Phys. B250 (1985)465.
- [16] G. Barr et al. [NA31 Collaboration], A new measurement of direct CP violation in the neutral kaon system, Phys. Lett. B317 (1993) 233.
- [17] L. K. Gibbons et al. [E731 Collaboration], Measurement of the CP violation parameter $Re(\epsilon'\epsilon)$ Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 1203.
- [18] J. R. Batley et al. [NA48 Collaboration], A precision measurement of direct CP violation in the decay of neutral kaons into two pions, Phys. Lett. B544 (2002) 97.
- [19] Alavi-Harati, A. *et al.* [KTeV Collaboration], Phys. Rev. D **67** (2003) 012005 [Erratum-ibid. D **70** (2004) 079904] [arXiv:hep-ex/0208007].
- [20] J. R. Batley, ..., V. Kozhuharov *et al.* [NA48/2 Collaboration], “Search for direct CP violation in the decays $K^{+-} \rightarrow 3\pi^{+-}$,” Phys. Lett. B **634** (2006) 474 [arXiv:hep-ex/0602014].
- [21] J. R. Batley, ..., V. Kozhuharov *et al.* [NA48/2 Collaboration], “Search for direct CP-violation in $K^{+-} \rightarrow \pi^{+-} \pi^0 \pi^0$ decays,” Phys. Lett. B **638** (2006) 22 [Erratum-ibid. B **640** (2006) 297] [arXiv:hep-ex/0606007].
- [22] J. R. Batley, ..., V. Kozhuharov *et al.* [NA48/2 Collaboration], “Search for direct CP violating charge asymmetries in $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^{+}\pi^{-}$ and $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\pi^0$ decays,” Eur. Phys. J. C **52** (2007) 875 [arXiv:0707.0697 [hep-ex]].
- [23] V. Fanti *et al.* (NA48), Nucl. Instrum. Methods **A574** (2007) 433.
- [24] A. Baurichter *et al.*, “New results from the CERN-SPS beam deflection experiments with bent crystals,” Nucl. Instrum. Meth. B **119** (1996) 172.

-
- [25] Y. Giomataris, P. Rebourgeard, J. P. Robert and G. Charpak, “MICROMEGAS: A high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments,” Nucl. Instrum. Meth. A **376** (1996) 29.
 - [26] C. Biino, ..., V. Kozhuharov et. al , COMPACT USER GUIDE
 - [27] GEANT Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Write-Up, W5013 (1994)
 - [28] K. Hagiwara *et al.*, Physical Review D 66 (2002) 1.
 - [29] A. Alavi-Harati *et al.* , Phys. Rev. D 62 (2000) 112001.
 - [30] G. D’Ambrosio, G. Ecker, G. Isidori and J. Portoles, “The decays $K \rightarrow \pi l^+ l^-$ beyond leading order in the chiral expansion,” Journal of High Energy Physics 08 (1998) 004. [arXiv:hep-ph/9808289].
 - [31] G. Buchalla, G. D’Ambrosio and G. Isidori, Nuclear Physics B672 (2003) 387. “Extracting short-distance physics from $K(L,S) \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ decays,” arXiv:hep-ph/0308008.
 - [32] G. Ecker, A. Pich, and E. de Rafael, Nuclear Physics B291 (1987) 692.
 - [33] G.J. Feldman and R.D. Cousins, Phys Rev D57 (1998) 3873.
 - [34] S. Friot, D. Greynat, and E. de Rafael, “Rare Kaon Decays Revisited,” hep-ph/0404136.
 - [35] J.R. Batley *et al.*, Physics Letters B576 (2003) 43. “Observation of the rare decay $K_s \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$,” hep-ex/0309075.
 - [36] M. Battaglia *et al.*, “The CKM matrix and the unitarity triangle,” hep-ph/0304132.
 - [37] A. Lai *et al.*, Physics Letters B536 (2002) 229.
 - [38] A. Alavi-Harati *et al.*, Physical Review Letters 83 (1999) 917.
 - [39] G. Isidori, C. Smith and R. Unterdorfer, “The rare decay $K_L \rightarrow \pi^0 \mu \mu$ within the SM,” hep-ph/0404127.
 - [40] A. Alavi-Harati *et al.*, Physical Review Letters 84 (2000) 5279.
 - [41] M. Finkemeier, hep-ph/9501286.

- [42] M. Finkemeier, Phys. Lett. **B387** (1996) 391.
- [43] A. Masiero, P. Paradisi and R. Petronzio, Phys. Rev. **D74** (2006) 011701.
- [44] W.-M. Yao *et al.* (PDG), J. Phys. **G33** (2006) 1.
- [45] A.R. Clark *et al.*, Phys. Rev. Lett. **29** (1972) 1274.
- [46] K.S. Heard *et al.*, Phys. Lett. **B55** (1975) 327.
- [47] J. Heintze *et al.*, Phys. Lett. **B60** (1976) 302.
- [48] J. Bijnens, G. Ecker, J. Gasser, Nucl. Phys. **B396** (1993) 81.
- [49] A.L. Sibidanov, PoS (KAON) 050
- [50] R. Wanke, PoS (KAON) 051
- [51] K. Ikado *et al.* (BELLE Collaboration), PRL **97** 251802 (2006);
B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), arXiv:0705.1820 [hep-ex],
- [52] Adler, S. *et al.* [E787 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 041803
[arXiv:hep-ex/0111091].
- [53] Anisimovsky, V. V. *et al.* [E949 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **93**
(2004) 031801 [arXiv:hep-ex/0403036].
- [54] Akindonov, A. *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **456** (2000) 16.
- [55] Akindonov, A. *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **533** (2004) 74.
- [56] Atoian, G. S. *at al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **531** (2004) 467.
[arXiv:physics/0310047]
- [57] Marciano, W. J., and Parsa, Z., Phys. Rev. D **53**, 1 (1996).
- [58] Buchalla, G., and Buras, A. J., Nucl. Phys. B **548** (1999) 309
[arXiv:hep-ph/9901288].
- [59] Buras, A. J., [arXiv:hep-ph/0310208].
- [60] Buras, A. J., Fleischer, R., Recksiegel, S., Schwab, F., 2004a, Nucl.
Phys. B **697**, 133
- [61] Buras, A. J., Schwab, F., and Uhlig, S. 2004b, [arXiv:hep-ph/0405132].

-
- [62] Buras, A. J., Ewerth, T., Jager, S., and Rosiek, J., 2005a, Nucl. Phys. B **714**, 103 [arXiv:hep-ph/0408142].
 - [63] Buras, A. J., Gorbahn, M., Haisch, U., and Nierste, U., 2005b, [arXiv:hep-ph/0508165].
 - [64] Cooper, P. S. [the CKM Collaboration], FERMILAB-CONF-05-015-CD
 - [65] Deshpande, N. J., Dilip Kumar Ghosh, Xiao-Gang He, [arXiv:hep-ph/0407021].
 - [66] Eidelman, S. et al., Phys. Lett. B **592**, 1 (2004)
 - [67] Unal, G., Proceedings of the 9th International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, Annecy, Oct. 2000, p. 355.