## Софийски университет "Св. Климент Охридски"

Физически факултет

Катедра "Атомна физика"

Румен Василев Ценов

## Търсене на осцилации и изследване на взаимодействията на неутрината в експеримента CHORUS

### Дисертация за присъждане на научната степен "доктор на физическите науки" по специалност 01.03.05 "Физика на елементарните частици и високите енергии"

София, 2009 г.

# Съдържание

Глава 1. Въведение	5
Глава 7 Мизицески свойства и взаимолействия на	
1 лада 2. Физически своиства и взаимоденствил па наутрината	10
	. 10
2.1. Пеутрината в Стандартния модел	. 10
2.2. ПЪЛНО ССЧЕНИЕ За Взаимоденствие на неутрината с	17
2.3 Кинематика на у $N$ разсейране при СС разимодействие и	. 17
2.5. Кинематика на их разссиване при СС-взаимодсиствие и общ вид на сецението за взаимодействие	20
2 4 Квази-епастицио разсейване	· 20 24
2.5. Резонансно, кохерентно и лифракционно разсейване	. 21
2.5. Гезопанено, колерентно и дифракционно разсенване	. 27
2.0. $\mathcal{A}$ BINORO-RECIDENTIATION PASCENBARE	. 50
2.7.1 аждане на очаровани адрони в двлооко-несластично ит	37
разссиванс	. 57
Глава 3. Осцилации на неутрината	45
3.1. Феноменологично описание на неутринните осцилации	. 45
3.2. Неутрина от Слънцето	. 54
3.3. Атмосферни неутрина	. 60
3.4. Реакторни неутрина	. 64
3.5. Експерименти с неутрина от ускорители с малко прелетно	
разстояние	. 66
3.6. Експерименти с неутрина от ускорители с голямо прелетно	
разстояние	. 69
3.7. Определяне на параметрите на неутринните осцилации	. 72
Глава 4 Експериментът CHORUS	80
41 Илея и принцип на измерването	. 00 . 80
4.2 Неутринен сноп	. 00
4.3 Мишена от япрена фотоемулсия	86
4.4. Мишенен коорлинатен летектор	. 91
4.5. Адронен магнитен спектрометър	. 94
4.6. Калориметър	. 99
4.7. Мюонен спектрометър	104
4.8. Тригерни детектори и логика	111
4.9. Система за четене и записване на данните	114
4.10. Набиране на данни от експеримента CHORUS	116
4.11. Приноси на автора към Глава 4	118

Глава 5. Обработка на информацията от експериме	нта
CHORUS: процедури и програмно	
осигуряване	119
5.1. Общ преглед на процедурата за обработка на събитията	119
5.2. Пакети CHORAL и CHANT	121
5.3. Реконструкция на траекториите в мюонния спектрометър	125
5.4. Изработване на указания за сканиране на емулсионните	
листа	127
5.5. Сканиране на емулсионните листа	129
5.6. NETSCAN	133
5.7. Обединена база данни <i>ChorusDB</i>	137
5.8. Програмно осигуряване за Монте-Карло симулации	141
5.9. Приноси на автора към Глава 5	150
Глава 6. Търсене на осцилации на неутрината от	
експеримента CHORUS	152
6.1. Принцип на измерването и отбор на регистрираните	
събития	152
6.2. Търсене на събития с топология, съответстваща на	
разпадане на τ-лептон	157
6.3. Визуален анализ	162
6.4. Оценка на фона и последен отбор на събитията	164
6.5 Горни граници за осципации на неутрината получени от	

0.5. Горни Граници за осцилации на неутрината, получени от	
CHORUS в първата фаза на анализ на резултатите	172
6.6. Втора фаза на анализ на събитията в CHORUS	178
6.7. Приноси на автора към Глава 6	187

## Глава 7. Изучаване на раждането и разпадането на очаровани адрони в експеримента

CHORUS	188
7.1. Физическа мотивация и постановка на задачата	188
7.2. Изследване раждането на $D^0$ -мезони в $v_{\mu}$ СС- взаимодейств	вия
и техните разпадания	196
7.3. Фрагментация на очарования кварк в адрони	201
7.4. Изучаване на раждането на $D^{*+}$ -мезони	209
7.5. Раждане на заредени очаровани адрони ( $\Lambda_C^+$ , $D^+$ , $D_S^+$ )	
в v <sub>µ</sub> CC-взаимодействия	217
7.6. Измерване на парциалните вероятности за полулептонни	
разпадания на очарованите адрони	223
7.7. Изучаване на раждането на очаровани адрони в	
антинеутрино-нуклонни СС взаимодействия	227
7.8. Търсене на редки процеси	229
7.9. Изучаване на процеси с няколко мюона в крайно състояние	233

<ul> <li>7.10. Изучаване на зависимостта на пълното сечение за v<sub>µ</sub> CC взаимодействие от нуклонния състав на ядрената мишена.</li> <li>7.11 Приноси на автора към Глава 7</li> </ul>	243
Глава 8. Приноси на автора, които той защитава	200
в тази дисертация	252
Глава 9. Наукометрични данни за публикациите на	
автора, включени в дисертацията	256
Глава 10. Заключение и благодарности	258
Литература	260
А. Списък на публикациите на автора, включени в	
дисертацията	260
В. Вътрешни съобщения и доклади на автора на съвещания на колаборацията CHORUS	263
С. Цитирана литература	265

#### Глава 1. Въведение

Неутрината са най-енигматичните квантови обекти измежду многото известни днес елементарни частици. Съществуването на частицата неутрино е предположено от Pauli през 1930 г. с цел "спасяване" на закона за запазване на енергията при  $\beta$ -разпаданията [Pau30]. В сегашната терминология Pauli е предположил съществуването на електронното антинеутрино. Както много други негови хипотези и тази се оказва успешна.

Първото експериментално указание за пряко наблюдаване на взаимодействия на неутрина е получено от Reines и Cowan през 1953 г. чрез регистриране на взаимодействия на неутрина, излъчвани от ядрения реактор в Hanford край Washington [Rei53]. Година по-късно експериментът е повторен с реактора в Savannah River с по-добра защита от космическите лъчи и по-висока ефективност и е получено еднозначно потвърждение за регистрирането на неутринни взаимодействия. Работата е публикувана в Nature и Science през 1956 г. [Cow56].

По-същото време R. Davis се опитва да регистрира реакция на електронен захват в сноп от неутрина от ядрения реактор в Brookhaven и показва, че сечението й е поне на порядък по-малко от измереното от Reines и Cowan [Dav55]. Оказва се, че съществуват две неутрина, частица и античастица едно спрямо друго, които взаимодействат различно с веществото. Потвърждава се концепцията за наличието на адитивен запазващ се заряд на лептоните L, подобен на барионния. Той е предложен от Konopinski и Mahmoud [Kon53] и независимо от тях от Зельдович [Zel53] през 1953 г., за да обясни отсъствието на някои слаби разпади, които иначе биха се наблюдавали.

Едновременно с това експерименти по определяне на крайната точка на  $\beta$ спектъра поставят горна граница за масата на (анти)неутриното от порядъка на 250 eV<sup>2</sup>/c<sup>2</sup> [Lan52], много по-малка от масата на електрона. Това измерване подтиква към предположението, че неутрината имат нулева маса на покой. В добавка експериментите на Wu и сътрудници показват 100%-но незапазване на пространствената четност в  $\beta$ -разпада на <sup>60</sup>Co [Wu57]. Тези експериментални факти довеждат логично до хипотезата за двукомпонентното Дираково безмасово неутрино, формулирана независимо от Ландау [Lan57], Lee и Yang [Lee57] и Salam [Sal57] през 1957 г.. Малко след това Goldhaber и сътрудници измерват спиралността на неутриното  $\lambda_{\nu} = -1$  [Gol58]. Така се затвърждава убеждението, че в Природата съществуват само ляво-винтови неутрина и дясновинтови антинеутрина, между които няма смесване.

През 1959 г. Понтекорво изказва хипотезата, че неутриното, което се излъчва при разпадането на пиона  $\pi \rightarrow \mu + v$  и това, което се излъчва при  $\beta$ – разпадането, са от различен тип, като второто е свързано с електронния зареден

слаб ток, а първото – с мюонен зареден слаб ток [Pon59]. Той обсъжда и начини за експериментална проверка, като за пръв път предлага използването на неутрина, получени от ускорител<sup>1</sup>. Хипотезата е потвърдена през 1962 г. от Lederman и сътрудници, които провеждат първия неутринен експеримент на ускорител и показват, че неутрината от пионния разпад произвеждат мюони при взаимодействието си с веществото и никакви електрони [Dan62]. Резултатите са потвърдени след 2 години и от експерименти в CERN с използването на мехурчести и искрови камери [Bie64].

Теоретичната интерпретация на горните наблюдения се оформя в постулирането на закон за запазване на електронно  $L_e$  и мюонно  $L_{\mu}$  лептонни числа и съществуването на две поколения лептони:

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{v}_e \\ e^- \end{pmatrix} \qquad \boldsymbol{\mathsf{M}} \qquad \begin{pmatrix} \boldsymbol{v}_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \tag{1.1}$$

при което имаме т.нар. *µ–е универсалност*, т.е. слабите взаимодействия и на двете поколения се описват с едни и същи константи.

През 1975 г. е открит трети лептон – *т*-лептонът [Per75] и веднага е предположено съществуването на съответното неутрино – *v*<sub>*τ*</sub>. Пряко наблюдаване на негови взаимодействия е осъществено едва в 2001 г. от експеримента DONUT [Kod01]. Схемата (1.1) се допълва с още едно поколение:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$
(1.2)

и лептонните числа – с числото  $L_{\tau}$ . Съществуването на три поколения лептони изглежда естествено, след като имаме и три поколения кварки:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}.$$
(1.3)

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Няколко месеца по-късно и независимо от него Schwartz предлага метод за получаване на неутринен сноп от високо енергетичен (~10 GeV) ускорител чрез използване на разпадите на фокусирани вторични пиони и прави приблизителни пресмятания за броя взаимодействия в единица време, които биха се наблюдавали [Sch60].

Броят на неутрината с маса, по-малка от половината от масата на  $Z^{0}$ бозона, може да се извлече от експериментално измерената "невидима" ширина на разпадане на този бозон [ALE06]:

$$N_v (m_v < 45 \ GeV/c^2) = 2.984 \pm 0.008, \tag{1.4}$$

което потвърждава схемата (1.2).

Трите неутрина в (1.2) (и съответните антинеутрина) изглеждат безмасови<sup>2</sup>. Експериментите до сега за измерване на масата им дават само горни граници (90% *CL*<sup>3</sup>) [PDG04]:

$$m(v_e) \le 3.0 \ eV/c^2,$$
  
 $m(v_\mu) \le 0.19 \ MeV/c^2,$  (1.5)  
 $m(v_\tau) \le 18.2 \ MeV/c^2.$ 

Тези факти са причината Стандартният модел на фундаменталните частици и взаимодействия (виж §2.1) да включва само три безмасови ляво-винтови неутрина и съответно дясно-винтови антинеутрина и глобална симетрия, която запазва трите лептонни числа поотделно. Подобна представа се съгласуваше много добре с експерименталните наблюдения<sup>4</sup> почти до края на XX век.

През 1957 г. Понтекорво изказва предположението, че квантовомеханичното състояние на неутрино, родено в слабо взаимодействие, е суперпозиция от състоянията на две Майоранови неутрина [Maj37] с определени маси и стига до идеята за осцилации на неутрината [Pon57, Pon58] по аналогия с наблюдаваните малко преди това осцилации на неутралните каони. По това време е известен само един тип неутрино. През 1962 г., след като е потвърдено съществуването на мюонното неутрино, Maki, Nakagawa и Sakata разглеждат възможността за смесване на  $v_e$  и  $v_{\mu}$  [Mak62]. Всички възможни типове осцилации в случая на две неутрина са разгледани от Понтекорво в 1967 г. [Pon67].

Както се вижда, идеята за квантово-механично смесване на неутринните състояния съпътства развитието на физиката на елементарните частици от половин век, въпреки липсата на експериментални указания. Причината е, според автора, че не съществуват теоретични доказателства за нулева маса на

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Тук и по-нататък ще използваме това малко "жаргонно" определение за частици с нулева маса на покой.

 $<sup>^{3}</sup>$  С буквената комбинация *CL (Confidence Level)* ще означаваме статистическите доверителни нива и интервали.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> С едно единствено изключение – експериментът на Davis и сътрудници по измерване на потока неутрина от Слънцето [Dav64], за който ще стане дума по-късно.

покой на неутрината, както и откритият въпрос относно фермионната им природа – дали са Диракови или Майоранови фермиони.

Нещо повече – съществуват сериозни теоретични аргументи в полза на предположението, че неутрината са масивни<sup>5</sup> частици и тогава те могат да се смесват. Повечето съвременни теоретични конструкции, излизащи извън рамките на Стандартния модел, групират кварките, заредените лептони и неутрината в общи мултиплети, при което механизмът на Хигс генерира маси както за кварките и лептоните, така и за неутрината (виж напр. [Moh04]).

В началото на 90-те години на XX век започнаха да се появяват указания, че може би неутрината действително се смесват, т.е. осцилират. Най-напред, това е една от възможните интерпретации на "недостига" на слънчевите неутрина (за подробно описание на проблема виж, напр. [Bah89]). Освен това експериментът KamiokaNDE, създаден за търсене на разпад на протона и регистриращ като фон взаимодействията на слънчевите и атмосферни неутрина, съобщи за аномалии в броя на тези взаимодействия, които могат да се интерпретират като резултат от неутринни осцилации [Hir90,Hir92].

Ако неутрината се смесват квантово-механично, то те трябва да имат макар и малки, но отлични от нула маси на покой. Тогава те биха могли да се разглеждат като кандидат за т.нар. "тъмна материя", която по това време започна да присъства в космологичните модели (съвременен обзор може да се намери напр. в [Dol02, Dol08]). Някои интерпретации на първите спътникови измервания на космическото фоново микровълново лъчение от спътника COBE [Bog92] включват значителен принос към тъмната материя на т–неутрина с маса ~10 eV/c<sup>2</sup> [Ell92]. Осцилации на неутрина с подобни масови разлики биха били достижими за наблюдаване в експерименти с относително високо енергетични неутринни снопове, получени от ускорител, при прелетни разстояния ~1 km.

Тези и подобни аргументи мотивират две групи от изследователи да предложат в началото на 90-те години експериментална програма за търсене на неутринни осцилации от типа  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  в неутринния сноп от ускорителя SPS в CERN. Колаборацията CHORUS [CHweb] предлага използването на хибриден детектор [Arm90, Jon93], докато колаборацията NOMAD [NOweb] се ориентира към чисто електронна методика [Ast91]. Експерименталните програми са утвърдени от Научния комитет за експерименти на ускорителите SPS и LEP през 1991 г. и започва тяхната реализация.

Авторът се присъедини към колаборацията CHORUS през м. март 1994 г., малко преди да започне първият сеанс за набиране на данни<sup>6</sup>. От тогава и до сега той е активен неин участник.

Тази дисертация описва изследванията на свойствата на неутрината от колаборацията CHORUS, проведени в периода 1994 – 2008 г. със същественото участие на автора.

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> т.е., с маса на покой, отлична от нула.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> Последният сеанс е през 1998 г., виж §4.10.

Дисертацията се състои от десет глави.

След настоящата уводна Глава 1 в Глава 2 са разгледани свойствата на неутрината и сеченията им на взаимодействие, като акцент е поставен на онези процеси, които по-нататък са изследвани от CHORUS.

**Глава 3** представя феноменологичното описание на явлението *неутринни осцилации* и обзор на експерименталните данни, свързани с него.

**Глава 4** представлява описание на експерименталния комплекс CHORUS и набирането на данни от него.

В Глава 5 са представени процедурите за обработка и анализ на записаните събитията и компютърната реализация на съответните алгоритми.

В **Глава 6** са описани резултатите по търсене на осцилации на неутрината, получени от CHORUS.

Обширните сведения за сеченията за взаимодействие на неутрината с нуклоните, особено с раждането на очаровани частици, получени от колаборацията със същественото участие на автора, са предмет на Глава 7.

В **Глава 8** са обобщени научните приноси на автора, които той защитава в тази дисертация.

**Глава 9** представя наукометрични данни към 01.09.2009 г. за публикациите, върху които е написана дисертацията,.

Глава 10 съдържа кратко заключение и благодарности.

След нея следва списък с литературни заглавия, разделени в три групи:

- А. Публикации на автора, включени в дисертацията;
- **В**. Вътрешни съобщения и доклади на автора на съвещания на колаборацията CHORUS;
- С. Цитирана литература.

# Глава 2. Физически свойства и взаимодействия на неутрината<sup>1</sup>

#### 1.1. Неутрината в Стандартния модел

Стандартният модел на фундаменталните частици и взаимодействия е картината за устройството на материята на най-фундаменталното й ниво, която сме си изградили в резултат на огромно количество наблюдения и мислене. В тази картина съществуват 12 фундаментални фермионни полета, или частици със спин  $\frac{1}{2}$ : 6 кварка и 6 лептона и техните античастици, които си взаимодействат посредством локален обмен на 12 векторни полета, или частици<sup>2</sup>: 8 глуона, фотон и три междинни бозона  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ . Фундаменталните фермиони и техните квантови числа са представени в Табл. 2.1.

В Стандартния модел взаимодействието се въвежда чрез калибровъчния принцип. Калибровъчна група е пряко произведение на 3 локални калибровъчни групи:  $SU_c(3) \otimes SU_W(2) \otimes U_Y(1)$ . Групата  $SU_c(3)$  е цветовата група на силното взаимодействие, описвано от квантовата хромодинамика (КХД),  $SU_W(2)$  е групата на слабия изоспин  $I_W$ , чрез която се въвежда слабото взаимодействие,  $U_Y(1)$  е групата на слабия хиперзаряд Y или на електромагнитното взаимодействие, описвано от квантовата електродинамика (КЕД). Обединението на слабото и електромагнитното взаимодействие, т.е. частта  $SU_W(2) \otimes U_Y(1)$ , представлява същността на модела на Glashow, Weinberg и Salam [Gla61, Wei67, Sal68].

Левите компоненти на фундаменталните фермиони се подреждат в дублети по слабия изоспин, а десните компоненти остават синглетни:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_{L} \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_{L} \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_{L} \begin{pmatrix} e \\ v_{e} \end{pmatrix}_{L} \begin{pmatrix} \mu \\ v_{\mu} \end{pmatrix}_{L} \begin{pmatrix} \tau \\ v_{\tau} \end{pmatrix}_{L}$$
(2.1)
$$u_{R} \quad d_{R} \quad s_{R} \quad c_{R} \quad b_{R} \quad t_{R} \quad e_{R} \quad \mu_{R} \quad \tau_{R}.$$

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> При излагането на този уводен материал сме използвали книгите [Zub04, Cal01, Win98], както и редица обзори, сред които ще отбележим [Del04].

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Тук не разглеждаме гравитационното взаимодействие.

Таблица 2.1. а) Кварки, подредени по нарастваща маса и техните квантови числа: барионно число В, изоспин I, трета проекция на изоспина I<sub>3</sub>, странност S, очарование С, красота В\*, истинност T, електрически заряд Q в единици елементарен заряд [e];
б) Лептони и техните квантови числа: електрически заряд, електронно лептонно число L<sub>e</sub>, мюонно лептонно число L<sub>µ</sub>, тау-лептонно число L<sub>τ</sub>, пълно лептонно число L = L<sub>e</sub>+ L<sub>e</sub>+ L<sub>τ</sub>.

(a) Flavour	Spin	В	Ι	I <sub>3</sub>	S	С	$B^*$	Т	Q[e]
u	1/2	1/3	1/2	1/2	0	0	0	0	2/3
d	1/2	1/3	1/2	-1/2	0	0	0	0	-1/3
S	1/2	1/3	0	0	-1	0	0	0	-1/3
С	1/2	1/3	0	0	0	1	0	0	2/3
b	1/2	1/3	0	0	0	0	-1	0	-1/3
t	1/2	1/3	0	0	0	0	0	1	2/3
	( <i>b</i> ) Le	epton	<i>Q</i> [ <i>e</i> ]	Le	$L_{\mu}$	Lτ	L		
	e-		-1	1	0	0	1		
	$\nu_e$		0	1	0	0	1		
	$\mu^{-}$		-1	0	1	0	1		
	$\nu_{\mu}$		0	0	1	0	1		
	$\tau^{-}$		-1	0	0	1	1		
	$\nu_{\tau}$		0	0	0	1	1		

Съгласно теорията за двукомпонентните неутрина, те нямата десни компоненти и участват само в дублетите. В (2.1) с примовани символи на долните кварки *d'*, *s'* и *b'* са обозначени техни линейни комбинации, за което ще стане дума по-късно.

За всеки мултиплет по  $I_W$  слабият хиперзаряд Y се дефинира чрез съотношението:

$$Q = I_W^3 + \frac{Y}{2}, \qquad (2.2)$$

където  $I_W^3$  е третата компонента на слабия изоспин.

Ако поискаме локална калибровъчна инвариантност на теорията спрямо групата  $SU_W(2) \otimes U_Y(1)$ , получаваме лагранжиана на електрослабото взаимодействие.

Тъй като предмет на тази дисертация не е излагането на теорията на електрослабото взаимодействие, ние ще се ограничим с бегъл преглед само на онези резултати, които имат отношение към описаните по-нататък експериментални изследвания.

Частта от лагранжиана, описваща електромагнитните и слаби взаимодействия на лептоните, е следната:

$$\mathcal{L} = -e \left\{ A_{\mu} J_{em} + \frac{1}{\sqrt{2} \sin \theta_{W}} (W^{+}_{\mu} \bar{\nu}_{eL} \gamma^{\mu} e_{L} + W^{-}_{\mu} \bar{e}_{L} \gamma^{\mu} \nu_{eL}) + \frac{1}{\sin \theta_{W} \cos \theta_{W}} Z_{\mu} J^{\mu}_{NC} \right\}$$
(2.3)

Вторият член в (2.3) описва взаимодействието на калибровъчните векторни бозони – преносители на слабото взаимодействие  $W^{\pm}$  със слабия зареден лептонен ток<sup>3</sup>. Електромагнитният ток  $J_{em}$ , взаимодействащ с електромагнитното поле  $A_{\mu}$ , е:

$$J_{em}^{\mu} = -\bar{e}_L \gamma^{\mu} e_L - \bar{e}_R \gamma^{\mu} e_R = -\bar{e} \gamma^{\mu} e \qquad (2.4)$$

а слабият неутрален ток<sup>4</sup>  $J_{NC}$ , който взаимодейства с неутралния калибровъчен бозон  $Z^0$ , е:

$$J_{NC}^{\mu} = \frac{1}{2} \bar{\nu}_{eL} \gamma^{\mu} \nu_{eL} - \frac{1}{2} \bar{e}_L \gamma^{\mu} e_L - \sin^2 \theta_W J_{em}^{\mu}$$
(2.5)

В (2.3) ÷ (2.5) горните и долни индекси  $\mu$  са Лоренцови индекси, пробягващи значенията 0, 1, 2, 3, а  $\gamma^{\mu}$  са матриците на Дирак. Символите на частиците  $v_{eL}$  (лявовинтово неутрино) и e (електрон) обозначават съответните Диракови спинори, като символ с черта отгоре обозначава Дираково спрегнатия спинор.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Слабото взаимодействие на фундаменталните фермиони, осъществявано чрез обмен на  $W^{\pm}$ -бозони традиционно се нарича взаимодействие посредством зареден ток (*charged current interaction*). По-нататък често ще го наричаме съкратено СС–взаимодействие.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Аналогично слабото взаимодействие, осъществявано чрез обмен на  $Z^{0}$ -бозон, се нарича взаимодействие посредством неутрален ток (*neutral current interaction*) и ще го наричаме съкратено NCвзаимодействие.

Величината  $\theta_W$  е т.нар. ъгъл на Weinberg. Той се дефинира чрез съотношението:

$$\sin \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g^2}} , \qquad (2.6)$$

където g и g' са калибровъчните константи на групите  $SU_W(2)$  и  $U_Y(1)$ , съответно. В (2.3) константата e пред фигурните скоби се отъждествява с елементарния електричен заряд и е равна на:

$$e = \frac{gg}{\sqrt{g^2 + g^2}} = g \sin \theta_W$$
 (2.7)

В (2.3)  $\div$  (2.5) са записани членовете, включващи полетата само на първото поколение лептони: лявото електронно неутрино  $v_{eL}$  и електрона e. Членовете за следващите две поколения са аналогични, като няма смесване между поколенията. Това отразява експерименталните наблюдения за запазване на трите лептонни числа поотделно.

Полетата в (2.3) са безмасови, за да се запази локалната калибровъчна инвариантност на лагранжиана. Снабдяването на частиците с маси в Стандартния модел се осъществява чрез т.нар. процедура на спонтанно нарушение на симетрията или механизъм на Higgs [Hig64, Kib67]. За целта се въвежда дублет по  $I_W$  от комплексни скаларни полета<sup>5</sup>:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^{\dagger} \\ \phi^{0} \end{pmatrix} \tag{2.8}$$

с лагранжиан от вида:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (\partial_{\mu}\phi)^{\dagger}(\partial^{\mu}\phi) - \mu^{2}\phi^{\dagger}\phi - \lambda(\phi^{\dagger}\phi)^{2} , \qquad (2.9)$$

където  $\mu^2$  и  $\lambda$  са константи. При  $\mu^2 < 0$  потенциалът на полето има минимум при

$$\phi^{\dagger}\phi = \frac{-\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2} \tag{2.10}$$

и безкрайно множество вакуумни средни, разположени по окръжност с радиус:

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Често  $\varphi$  се нарича поле на Higgs.

$$\langle \phi \rangle \equiv v/\sqrt{2} = \sqrt{-\mu^2/2\lambda}$$
 , (2.11)

тъй като ориентацията на вакуумното състояние в пространството на слабия изоспин може да бъде произволно избрана. Възползвайки се от тази свобода избираме следното вакуумно състояние:

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0\\v \end{pmatrix}. \tag{2.12}$$

Полето  $\varphi$  можем да разложим около неговия минимум:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0\\ v + H(x) \end{pmatrix},\tag{2.13}$$

където за полето H(x) може да се приложи теорията на пертурбациите.

Фермионите и бозоните в Стандартния модел получават маси чрез взаимодействие с полето (2.13). Взаимодействието се избира в специален вид, който се нарича взаимодействие на Yukawa. За електроните то изглежда така:

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = -c_e \bar{e}_R \phi^{\dagger} \begin{pmatrix} v_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} + h.c.$$

$$= -c_e \left[ \bar{e}_R \phi_0^{\dagger} \begin{pmatrix} v_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} + (\bar{v}_e, \bar{e}_L) \phi_0 e_R \right]$$

$$= -c_e \left[ \bar{e}_R \frac{1}{\sqrt{2}} v e_L + \bar{e}_L \frac{1}{\sqrt{2}} v e_R \right]$$

$$= -c_e v \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R)$$

$$= -c_e \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{e}e.$$
(2.14)

От тук масата на електрона е

$$m_e = c_e \frac{v}{\sqrt{2}} \quad , \tag{2.15}$$

където *С*<sub>е</sub> е произволна константа.

По същия начин получават маси останалите заредени лептони, както и кварките, като масата на всяка частица е пропорционална на произволна константа *C<sub>i</sub>*.

За неутрината аналог на (2.14) не може да се напише, защото те нямат десни компоненти. Поради това неутрината остават безмасови в Стандартния

модел. Това е резултат от възприетата в модела хипотеза за двукомпонентното Дираково неутрино (Глава 1), която е в съгласие с експерименталните наблюдения за слабото взаимодействие.

Взаимодействието на полето на Higgs с калибровъчните бозони се получава направо чрез заместване на обикновената производна в (2.9) с ковариантна производна. Полетата  $W^{\pm}$  и  $Z^{0}$  получават маси, а фотонното поле остава безмасово, както и трябва да бъде:

$$m_W^2 = \frac{g^2 v^2}{4} = \frac{e^2 v^2}{4 \sin^2 \theta_W}$$
$$m_Z^2 = \frac{(g^2 + g'^2)v^2}{4} = \frac{e^2 v^2}{4 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W}$$
(2.16)

$$\frac{m_W}{m_Z} = \cos \theta_W.$$

 $G_F = g^2$ 

От ниско-енергетичното приближение на теорията – четири-фермионното взаимодействие на Fermi и (2.16), можем да получим следните връзки:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} = \frac{3}{8m_W^2}$$
$$= (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \approx 246 \text{ GeV} \quad , \tag{2.17}$$

където  $G_F = 1.16637 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ е константата на Fermi.

v

Масата на полето на Higgs остава пропорционална на неизвестната константа λ:

$$m_H^2 = 2\lambda v^2 . (2.18)$$

Слабите взаимодействия на кварките се строят по аналогичен на (2.3) начин, като горните и долни компоненти на левите кваркови дублети от (2.1) заместват съответните компоненти на лептонните дублети.

Въпросът с масите на кварките стои малко по-различно. Многобройни експериментални наблюдения на слабите взаимодействия с участие на адрони, в частност превръщанията на тежките *s*, *c* и *b* кварки в по-леки, показват, че

И

кварковите собствени състояния с определена маса и с дефинирани квантови числа<sup>6</sup>, както са изброени в Табл. 2.1, не съвпадат със собствените състояния по  $I_W$ . Поради това последните се обозначават с примовани символи, както е в (2.1). В лагранжиана (2.3) няма преходи между поколенията, поради което сме принудени да приемем, че собствените състояния по  $I_W$  са различни от ароматните собствени състояния. Връзката между двата базиса от собствени състояния се дава, съгласно принципите на квантовата механика, от унитарна трансформация:

$$\begin{pmatrix} d'\\s'\\b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub}\\V_{cd} & V_{cs} & V_{cb}\\V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} d\\s\\b \end{pmatrix} = \mathbf{V} \times \begin{pmatrix} d\\s\\b \end{pmatrix}$$
(2.19)

Матрицата V се нарича матрица на Cabibo-Kobayashi-Maskawa [Kob73] (или *СКМ–матрица*). Ако разглеждаме само две поколения, то V се редуцира до ортогонална матрица от втори ред, която може да се параметризира с един ъгъл:

$$\binom{d'}{s'} = \begin{pmatrix} \cos\theta_C & \sin\theta_C \\ -\sin\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix} \binom{d}{s}.$$
 (2.20)

 $\theta_C$  се нарича ъгъл на Cabibo и е въведен от N. Cabibo през 1963 г. именно за обясняване на слабите разпади на странните адрони [Cab63]. Експериментално измерената му стойност е около  $13^0$  (*sin* $\theta_C$  = 0.226±0.001 [PDG08]).

Унитарната матрица (2.19) може да се параметризира с 4 реални числа, които обикновено се избират под формата на три Ойлерови ъгли на въртене  $\theta_{12,}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$  и една комплексна фаза  $\delta$ :

$$\boldsymbol{V} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix},$$
(2.21)

където  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}, c_{ij} = \cos \theta_{ij}$  (i, j = 1, 2, 3).

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> Тези квантови числа дефинират типа на кварка, често наричан и кварков *аромат*.

За елементите на СКМ-матрицата нямаме никакви теоретични указания в Стандартния модел. Тези елементи определят вероятностите за превръщане на едни кварки в други при слабите процеси и могат да бъдат измерени експериментално, което е и единственият известен за сега начин да получим информация за стойностите им.

Wolfenstein е предложил параметризация на елементите на матрицата V, която фактически е разложение по малкия параметър  $\lambda = sin\theta_{12} \approx sin\theta_C$  [Wol83]:

$$\boldsymbol{V} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4). \quad (2.22)$$

Експерименталните стойности на параметрите са [PDG08]:

$$\lambda = 0.2257^{+0.0009}_{-0.0010}, \qquad A = 0.814^{+0.021}_{-0.022}, \bar{\rho} = 0.135^{+0.031}_{-0.016}, \qquad \bar{\eta} = 0.349^{+0.015}_{-0.017},$$
(2.23)

като големините на всичките девет елемента на матрицата, определени чрез съвместен фит на данните и с отчитане на ограниченията, налагани от условията за унитарност, за сега са следните [PDG08]:

$$\boldsymbol{V} = \begin{pmatrix} 0.97419 \pm 0.00022 & 0.2257 \pm 0.0010 & 0.00359 \pm 0.00016 \\ 0.2256 \pm 0.0010 & 0.97334 \pm 0.00023 & 0.0415^{+0.0010}_{-0.0011} \\ 0.00874^{+0.00026}_{-0.00037} & 0.0407 \pm 0.0010 & 0.999133^{+0.000044}_{-0.000043} \end{pmatrix}. (2.24)$$

#### 2.2. Пълно сечение за взаимодействие на неутрината с веществото

По-нататък в изложението нас ще ни интересуват взаимодействията на мюонните неутрина с нуклоните в атомните ядра, поради което ще се съсредоточим върху излагането на теоретичните подходи и експерименталните резултати именно за тези взаимодействия.

В Стандартния модел може да бъде пресметнато сечението за взаимодействие на неутрината със заредените лептони и с кварките, използвайки лагранжиан от типа (2.3) и теория на пертурбациите. Нуклоните, обаче, представляват свързани безцветни състояния на кварките и ние все още нямаме теория, която количествено да описва това свързване. Поради това за описание на взаимодействията на неутрината с тях се използват феноменологични лагранжиани, в които лептонната част е във вида (2.3), а адронната част се параметризира с т.нар. формфактори. В хода на изложението ще се срещнем с такива примери.

Пълното сечение за взаимодействие на  $v_{\mu}$  и  $\tilde{v_{\mu}}$  с нуклоните се определя от процеси от вида

$$\nu_{\mu} + N \to \mu^{-} + X \tag{2.25}$$

И

$$\widetilde{\nu}_{\mu} + N \to \mu^{+} + X, \qquad (2.26)$$

протичащи посредством зареден ток (СС-взаимодействие) и процеси, протичащи посредством неутрален ток (NC-взаимодействие), от вида:

$$\nu_{\mu} + N \to \nu_{\mu} + X \tag{2.27}$$

$$\widetilde{\nu}_{\mu} + N \to \widetilde{\nu}_{\mu} + X \,. \tag{2.28}$$

Сеченията (2.25) ÷ (2.26) са измервани в множество експерименти. Пълното сечение за СС-взаимодействие като функция на енергията на неутриното, разделено на тази енергия, е показано на Фиг. 2.1 [PDG08].

Вижда се, че при енергии над 30 GeV сечението е пропорционално на енергията на неутриното, както и следва да се очаква. Средната стойност на  $\sigma_T / E_v$  при тези енергии за  $v_\mu$  разсейване е:

$$\sigma_T / E_v = (0.677 \pm 0.014) \times 10^{-38} \text{ cm}^2 / \text{GeV}$$
, (2.29)

а за  $\tilde{v}_{\mu}$  разсейване е:

$$\sigma_T / E_v = (0.334 \pm 0.008) \times 10^{-38} \text{ cm}^2 / \text{GeV}.$$
 (2.30)

В този енергетичен интервал доминира дълбоко-нееластичното разсейване, чието описание ще разгледаме в §2.6.

Сечението, представено на Фиг. 2.1 е сечение за разсейване от т.нар. *изоскаларна* мишена, т.е. мишена с еднакъв брой протони и неутрони на единица маса. Ефектите, които възникват при разсейване само върху протони или неутрони ще бъдат разгледани в §7.10.



**Фигура 2.1.** Пълното сечение  $\sigma_T / E_v$  за  $v_\mu$  и  $\tilde{v}_\mu$  СС-взаимодействие като функция на енергията на неутриното  $E_v$  [PDG08].

При енергии под 30 GeV поведението на пълното сечение се обуславя от няколко конкуриращи се процеса, от които по-съществените са: квази-еластично разсейване, разсейване с възбуждане на нуклонни резонанси<sup>7</sup>, кохерентно и дифракционно разсейване, дълбоко-нееластично разсейване. Експерименталното разделяне на изброените процеси е много трудна задача, поради което за тяхното описание прибягваме главно до моделни пресмятания. Пример за такова описание е представен на Фиг. 2.2.

 $<sup>^{7}</sup>$  vN разсейване, при което нуклонът се възбужда до адронен резонанс, който след това се разпада, често се нарича *резонансно разсейване*. Терминът не е много точен и може да доведе до объркване с процеса на адрон-адронно разсейване с преминаване през междинно резонансно адронно състояние. При неутринно разсейване междинно резонансно състояние не е възможно, поради което ще си позволим да използваме нататък този термин в горния смисъл.

Преди да разгледаме изброените процеси ще се спрем на дефинирането на някои кинематични величини за *vN* разсейването чрез зареден ток, които ще са ни необходими при по-нататъшното обсъждане.



Фигура 2.2. Моделни пресмятания на приносите на различните СС– процеси (кривите с точките) към  $\sigma_T/E_v$  за  $v_\mu$  (горната фигура) и  $\tilde{v}_\mu$ (долната фигура) при  $E_v < 30$  GeV както следва: прави червени триъгълници – квази-еластично разсейване; обърнати червени триъгълници – резонансно разсейване; плътни прави сиви триъгълници – дълбоко-нееластично разсейване; плътни черни точки – пълно сечение.[Sob04].

# 2.3. Кинематика на *vN* разсейване при СС-взаимодействие и общ вид на сечението за взаимодействие

Нека за определеност разглеждаме разсейване от типа (2.27) върху неподвижна нуклонна мишена. Графично такъв процес можем да представим както е показано на Фиг. 2.3.



Фигура 2.3. Графично изобразяване на v<sub>µ</sub>N разсейване посредством обмен на W-бозон (СС-взаимодействие). Обозначенията са разяснени в текста.

Съответните четиримерни импулси<sup>8</sup> записваме във вида:

за налитащото мюонно неутрино :  $\tilde{p} = (E_v, p_v)$ ; за излитащия мюон :  $\tilde{p}' = (E_\mu, p_\mu)$ ; за обменения *W*-бозон :  $\tilde{q} = (v, q)$ ; (2.31) за нуклона-мишена :  $\tilde{p}_N = (M, 0)$ ; за адроните в крайно състояние :  $\tilde{p}_X = (E_X, p_X)$ ; за един адрон в крайно състояние :  $\tilde{p}_h = (E_h, p_h)$ .

Достъпни за експериментално измерване обикновено са импулсът на мюона  $p_{\mu}$ , ъгълът му на излитане  $\theta_{\mu}$  и енергията на адронната система  $E_X$ .

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> четиримерните вектор ще обозначаваме със знак ~ над буквата.

Следните кинематични променливи са удобни за анализ на данните по разсейване (*M* е масата на нуклона):

пълната енергия в система център на масите (константа):

$$\sqrt{s} = (\tilde{p} + \tilde{p}_N)^2 = 2ME_v + M^2 \approx 2ME_v;$$
 (2.32)

предаденият (отрицателен) 4-импулс:

$$\tilde{q}^2 = (\tilde{p} - \tilde{p}')^2 \approx -4E_v E_\mu sin^2 (\frac{1}{2} \theta_\mu) = -Q^2 < 0;$$
(2.33)

предадената енергия:

(2.34) 
$$v = E_v - E_\mu = E_X - M = (\tilde{q}. \, \tilde{p}_N)/M;$$

мащабната променлива на Bjorken:

$$x = \frac{-\widetilde{q}^2}{2\widetilde{q}.\widetilde{p}_N} = \frac{Q^2}{2M\nu}; \qquad (2.35)$$

относителната предадена енергия (нееластичност):

$$y = \frac{\widetilde{q}.\widetilde{p}_N}{\widetilde{p}.\widetilde{p}_N} = \frac{\nu}{E_\nu} = 1 - \frac{E_\mu}{E_\nu} = \frac{Q^2}{2ME_\nu x};$$
(2.36)

квадратът на ефективната маса на адронната система:

$$W^{2} = E_{X}^{2} - p_{X}^{2} = -Q^{2} + 2M\nu + M^{2}.$$
(2.37)

От изброените променливи само две са независими. В различните анализи се избират различни двойки с оглед на конкретните нужди.

Диференциалното сечение за *vN* разсейване можем формално да запишем като:

$$d\sigma = \frac{\left|\mathfrak{I}\right|^2}{F} d\Phi_n, \qquad (2.38)$$

където  $\Im$  е матричният елемент, *F* е инвариантният поток, а  $d\Phi_n$  е Лоренцинвариантният фазов обем. Матричния елемент можем да запишем като следното произведение:

$$\Im = \sqrt{2}G_F \times \frac{1}{1 + \frac{Q^2}{M_W^2}} \times \overline{\mu}(\widetilde{p}')\gamma^{\mu}(1 - \gamma_5)\nu_{\mu}(\widetilde{p}) \times \left\langle X \middle| J_{\mu} \middle| N \right\rangle$$
$$\Im = \sqrt{2}G_F \times \frac{1}{1 + \frac{Q^2}{M_W^2}} \times L^{\mu} \times H_{\mu}, \qquad (2.39)$$

или

където  $L^{\mu}$  е лептонният ток, а  $H_{\mu}$  описва адронния преход. Като вземем квадрата на модула на (2.39) и приложим стандартните правила за записване на потока и фазовия обем получаваме:

$$\frac{\mathrm{d}^2 \sigma^{\nu(\bar{\nu})N}}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y} = \frac{G_{\mathrm{F}}^2 M E_{\nu}}{\pi (1+Q^2/M_W^2)^2} \left[ y^2 x F_1^{\nu(\bar{\nu})N} + (1-y) F_2^{\nu(\bar{\nu})N} \pm \left(1-\frac{y}{2}\right) y x F_3^{\nu(\bar{\nu})N} \right], \quad (2.40)$$

където знакът "+" е за неутринно разсейване, а "-" – за антинеутринно.

Функциите  $F_i^{\nu N}$  са произволни, зависят от *x* и  $Q^2$  и се наричат структурни функции. Те възникват при повдигането в квадрат на адронния ток  $H_{\mu}$  и записването му като комбинация от всички възможни<sup>9</sup> линейно независими Лоренцови скалари, които могат да се получат от комбинирането на 4–векторите  $\tilde{p}$  и  $\tilde{p}$ ' (или  $\tilde{p}$  и  $\tilde{q}$ ):

$$H^{\alpha\beta} = \sum_{X} \langle p|J^{\alpha}|X\rangle \langle X|J^{\beta}|p\rangle = -\frac{g^{\alpha\beta}}{M} F_{1}^{\nu(\bar{\nu})N} + \frac{p^{\alpha}p^{\beta}}{\nu M^{2}} F_{2}^{\nu(\bar{\nu})N} - \frac{i\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}p_{\gamma}q_{\delta}}{2\nu M^{2}} F_{3}^{\nu(\bar{\nu})N}$$
(2.41)

Най-общо съществуват 6 различни лоренцови скалари, които могат да се образуват от два 4-вектора. В (2.41) са записани само тези, които са съществени за vN разсейването. Два от останалите са нула поради предполаганата от нас T-и C-инвариантност на адронните процеси, а третият е пропорционален на  $m_{\mu}^2$  и можем да го пренебрегнем. Структурните функции са феноменологични величини, които "капсулират" нашето неумение да пресмятаме адронните процеси. Тяхното определяне е една от важните експериментални задачи на физиката на елементарните частици.

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> поради нашето непознаване на конкретния му вид

#### 2.4. Квази-еластично разсейване

Квази-еластично неутринно разсейване посредством зареден ток<sup>10</sup> обхваща процеси на разсейване на неутрина върху нуклони, при което нуклонът-мишена се превръща в друг стабилен по отношение на силното взаимодействие адрон.

Следните реакции на превръщане на неутрон в протон и обратно са найдобре изследвани:

$$\nu_{\mu} + n \to \mu^{-} + p$$
  

$$\bar{\nu}_{\mu} + p \to \mu^{+} + n$$
(2.42)

Нас ще ни интересуват главно следните ексклузивни канали с раждане на очаровани бариони<sup>11</sup>, изследвани от CHORUS:

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + \Lambda_{C}^{+}$$
(2.43)

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{-} + \Sigma_{C}^{++}$$
(2.44)

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + \Sigma_{C}^{+}$$
(2.45)

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{-} + \Sigma_{C}^{++*}$$
(2.46)

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + \Sigma_{c}^{*}. \tag{2.47}$$

Теоретичната трактовка на реакциите (2.43) ÷ (2.47) е много подобна на подходите, развити за процесите (2.42), поради което ще се спрем първо на тях.

Най-общият матричен елемент в теорията на Fermi за слабото взаимодействие за първата от реакциите (2.42) може да се запише във вид, аналогичен на (2.39) [Lle72]:

$$\mathfrak{J} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \times \bar{u}_\mu(p')\gamma_\alpha(1-\gamma_5)u_\nu(p) \times \langle p(P')|J_\alpha^{CC}|n(P)\rangle , \qquad (2.48)$$

където  $u_{\mu}$ ,  $u_{\nu}$  са лептонните спинори, а адронният ток се дава от израза:

 $\frac{\langle p(P')|J_{\alpha}^{CC}|n(P)\rangle}{|I_{\alpha}^{CC}|n(P)\rangle} = \cos\theta_{C}\bar{u}_{p}(P')\Gamma_{\alpha}^{CC}(Q^{2})u_{n}(P).$ <sup>10</sup> Тук няма да разглеждаме квази-еластично разсейване посредством неутрален ток, тъй като то е извън

обхвата на процесите, изследвани от CHORUS. <sup>11</sup> За свойствата на тези бариони виж Табл. 7.2

Тук  $u_p$ ,  $u_n$  са адронните спинори, P' и P – съответните адронни импулси, а  $\Gamma_{\alpha}^{CC}(Q^2)$  е член, съдържащ 6 произволни комплексни скаларни функции, наричани в дадения случай формфактори<sup>12</sup>. При T– и C–инвариантност на теорията и при пренебрегване на членовете, пропорционални на квадрата на масата на мюона (т.е. когато  $E_v >> m_{\mu}$ ) остават само три формфактора: векторен  $F_V$ , аксиално-векторен  $F_A$  и магнитен  $F_M$ .

$$\Gamma_{\alpha}^{CC} = \gamma_{\alpha}(F_V - F_A \gamma_5) + \frac{i\sigma_{\alpha\beta}q_{\beta}}{2M}F_M.$$
(2.50)

Чрез хипотезата за запазване на векторния ток  $F_V$  и  $F_M$  могат да се свържат с електромагнитните формфактори на нуклоните  $G_V$  и  $G_M$  [Lea96]:

$$F_V = \frac{G_E^V + \tau G_M^V}{1 + \tau}$$

$$F_M = \frac{G_M^V - \tau G_E^V}{1 + \tau}$$
(2.51)

където  $\tau = Q^2/4M$  и нуклонните формфактори имат обичайния диполен вид:

$$G_{E,M}(Q^2) = \frac{G_{E,M}(0)}{(1+Q^2/M_V^2)^2}$$

$$G_E^p(0) = 1 \qquad G_E^n(0) = 1$$

$$G_E^V(0) = 1 \qquad G_M^V(0) = \mu_p - \mu_n = 4.706$$
(2.52)

Тук  $\mu_p$  и  $\mu_n$  са статичните магнитни моменти на протона и неутрона в единици ядрени магнетони. За  $F_A$  приемат същата функционална зависимост, като  $F_A(0) = g_A / g_V \approx -1.267$  се фиксира от данните за приносите на аксиалния и векторен ток в матричния елемент за разпадане на неутрона.  $M_V \approx 0.84$  GeV се определя от данните по електрон-нуклонно разсейване, а  $M_A \approx 1.05$  GeV – от сравняване с експерименталните данни за процесите (2.42). Наблюдава се добро съгласие [Kit83].

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> Исторически най-напред са били въведени нуклонните формфактори, а след това при изучаване на дълбоко-нееластичните процеси са въведени техните обобщения – структурните функции.

Процесите (2.43) ÷ (2.48) се описват аналогично.

Кварковият ток, който превръща *s* '–кварка в очарован кварк с отчитане на (2.20) може да се запише така [Fin75, Shr76]:

$$J^{\mu}_{\Delta C} = \widetilde{c} \, \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) (-d \sin \theta_C + s \cos \theta_C) \,. \tag{2.53}$$

Ексклузивните реакции (2.43) ÷ (2.48) се обуславят от прехода  $d \rightarrow c$ , поради което са потиснати спрямо (2.42) с фактор  $sin^2\theta_C \approx 0.06$ . Допълнителна експериментална трудност е и високият енергетичен праг от ~ 2.4 GeV за раждане на най-лекия очарован барион с маса ~2.3 GeV.

Матричният елемент е аналогичен на (2.48) с тази разлика, че отляво в адронния ток (2.49) стои спинорът на очарования барион и  $cos\theta_C$  се заменя със  $sin\theta_C$ . Основната трудност е в пресмятането на този ток, тъй като нямаме надеждна теория за свързаните кваркови състояния. За целта използват формфактори от типа (2.52) и съотношения, получени на базата на унитарната  $SU_{flavor}(4)$  симетрия, макар че тя е силно нарушена поради голямата разлика в масите на нуклоните и очарованите адрони. Обзор на различните подходи е направен в [Del04].

Диференциалното сечение се записва във вида:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{G^2 \sin^2 \theta_C}{8 \pi E^2} \left[ -2q^2 W_1 + (4 E E' + q^2) W_2 + \frac{\xi (E + E')}{m_N} q^2 W_3 \right],$$
(2.54)

Тук  $E = E_{\nu}$ ,  $E' = E_{\mu}$ ,  $G = G_F$ . Функциите  $W_1$ ,  $W_2$  и  $W_3$  зависят от масите на частиците и  $Q^2$  и съдържат в себе си формфактори, които имат различна  $Q^2$  зависимост в различните модели. Това е илюстрирано на Фиг. 2.4.

В Табл. 2.2 са сравнени предсказанията на различните модели за интеграла на сечението (2.54) при  $E_v = 10$  GeV [Del04]. Вижда се, че някои предсказанията се различават до 50 пъти.

Измерванията на CHORUS за тези процеси са представени в §7.5.

Таблица 2.2.	Предсказания на различни модели за пълното сечение (в единици
	$10^{-40}$ cm <sup>2</sup> ) на ексклузивните процеси (2.43) – (2.48) при $E_v = 10$
	GeV.

Процес / Модел	[Fin75]	[Shr76]	[Avi77,78,79]	[Ame79]	[Kov90]
$v_{\mu}p \rightarrow \mu^{-}\Sigma_{c}^{++}$	0.2	9.0	8.4	1.13	3.0
$v_{\mu}p \rightarrow \mu^{-}\Sigma_{c}^{\star ++}$	0.6	16.0	9.7	0.60	_
$v_{\mu}n \rightarrow \mu^{-}\Lambda_{c}^{+}$	1.2	23.0	41.0	3.24	5.0
$v_{\mu}n \rightarrow \mu^{-}\Sigma_{c}^{+}$	0.1	5.0	_	0.57	1.5
$v_{\mu}n \rightarrow \mu^{-}\Sigma_{c}^{\star+}$	0.3	8.0	_	0.30	_
Total	2.2	61.0	59.0	5.5	9.5



Фигура 2.4. Q<sup>2</sup> зависимост на формфакторите в различните модели [Del04]. Плътна линия – [Ame79]; линия с точки – [Shr76]; прекъсната линия – [Avi77]; прекъсната линия с точки – [Fin75]. Единиците по ординатната ос са относителни.

#### 2.5. Резонансно, кохерентно и дифракционно разсейване

Процесите на резонансно, кохерентно и дифракционно разсейване доминират пълното  $v_{\mu}N$  CC–сечение в енергетичния интервал 1÷10 GeV. От тях само дифракционното разсейване с образуване на очаровани адрони е измервано от колаборацията CHORUS. Ще споменем останалите за пълнота, тъй като те съставят значителна част от регистрираните  $v_{\mu}N$  събития от CHORUS, а и защото тези процеси придобиват важност в последно време във връзка с експериментите по наблюдаване на неутринни осцилации.

Под термина *"резонансно разсейване"* се разбира взаимодействие на неутрино с нуклон, при което нуклонът се "възбужда" до нуклонен резонанс, който след това се разпада. Експериментално се наблюдава лептонът от трансформацията на неутриното (при NC–взаимодействие то си остава същото) и евентуално разпадните продукти на нуклонния резонанс.

Типични резонансни процеси на СС–взаимодействие с образуване на ∆– резонанс са:

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{-} + \Delta^{++} \rightarrow \mu^{-} + p + \pi^{+},$$

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + \Delta^{+} \rightarrow \mu^{-} + n + \pi^{+},$$
(2.55)

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + \Delta^{+} \rightarrow \mu^{-} + p + \pi^{0}$$

Под термина *"кохерентно разсейване"* обикновено се подразбира неутринно NC-разсейване от ядро, при което ядрото не се променя, а се генерира само един допълнителен  $\pi^0$ -мезон:

$$v + (A,Z) \rightarrow v + \pi^{0} + (A,Z).$$
 (2.56)

Поради запазването на спиралността при NC-разсейване  $\pi^0$  излита под малки ъгли по отношение на посоката на налитащото неутрино, за разлика от случаите на резонансно и дълбоко-нееластично разсейване.

Процесът (2.56) е подходящ за измерване на пълния поток неутрина в експериментите, търсещи осцилации в потока атмосферни неутрина, защото роденият  $\pi^0$ -мезон се разпада "веднага" на 2  $\gamma$ -кванта, които генерират наблюдаеми електромагнитни каскади в детектора.

С термина "дифракционно разсейване" се обозначават процеси, при които vN разсейването не променя нуклона (или ядрото)-мишена като се ражда мезон с квантовите числа на обменения калибровъчен бозон ( $W^{\pm}$  в случая на зареден ток и  $Z^0$  в случая на неутрален ток). Процесът може да бъде описан като виртуална "флуктуация" на обменения бозон в кварк-анткиваркова двойка, която може да "излезе" на масовата повърхност и да даде реален мезон. Ние ще се интересуваме от дифракционно раждане на мезони, съдържащи очарован кварк (или с $\tilde{c}$ -двойка). Схематично дифракционен процес, при който  $W^+$  "флуктуира" в  $D_s^{*+}$ -мезон, е показан на Фиг. 2.5.



**Фигура 2.5.** Диаграма на дифракционно раждане на  $D_S^{*+}$  в резултат на померонен обмен.

Можем да изобразим и дифракционен процес, при който  $Z^0$  "флуктуира" в неутрален мезон. Такъв процес с раждане на свързано състояние на сс-двойка <sup>13</sup> е изобразен на Фиг. 2.6.



**Фигура 2.6.** Дифракционно раждане на свързано с $\tilde{c}$ -състояние чрез "флуктуация" на обменния  $Z^0$ - бозон.

От гледна точка на квантовата хромодинамика дифракционните процеси не са добре изяснени. Не е ясно поради каква причина виртуалната адронна флуктуация на калибровъчния бозон "излиза" на масовата повърхност. Разглежда се обмен на цветово синглетно състояние, наречено померон, чиято природа е неясна. Преди ерата на квантовата хромодинамика подобни процеси се третират от гледна точка на модела за векторна доминантност. Обзор на данните и теоретичните модели за раждане на леки мезони в дифракционни процеси при неутринно разсейване може да се види в [Кор93].

В [Leh01] е направен опит за пресмятане на сечението на процес с раждане на очарован мезон при антинеутринно разсейване, а именно

$$\bar{\nu}_{\mu} + N \to \mu^{+} + N + D_{s}^{-}$$
 (2.57)

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> Свързаните състояния на очарован кварк и антикварк често наричат с общото название *чармоний*.

Процесът е аналогичен на изобразения на Фиг. 2.5. Разгледани са диаграми, "конкретизиращи" Померонния обмен. Някои от тях са показани на Фиг.2.7.

Матричният елемент се представя като произведение от три члена, описващи съответно слабия процес  $(\tilde{v}_{\mu}\mu^{+}) \rightarrow W^{-} \rightarrow (s\tilde{c})$ , свързването на кварковата двойка в *D*-мезон и импулсните разпределения на участващите в процеса партони и глуони.



**Фигура 2.7.** Файнманови диаграми от типа на Померонен обмен за реакцията (2.57)

Без да навлизаме в детайли ще отбележим, че предсказаното пълно сечение при енергия на неутриното  $E_v = 34 \text{ GeV e } 9.5 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ .

В друга работа [Zho02] разглеждат само диаграмите, описващи обмен на глуони с мишената (Фиг. 2.7а). Представени са числени резултати за сечението при  $E_v = 40 \text{ GeV} - 2.0 \text{x} 10^{-41} \text{ cm}^2$  и  $E_v = 50 \text{ GeV} - 2.7 \text{x} 10^{-41} \text{ cm}^2$ , които по порядък са близки до [Leh01].

Експериментално измереното сечение за дифракционно раждане на  $D_S^{*+}$  е (2.8±1.1)х10<sup>-3</sup> от пълното СС сечение [Asr93]. Наблюдаването на едно събитие от този тип от CHORUS е обсъдено в §7.4.

Дифракционните процеси с раждане на свързани сс–състояния ще коментираме заедно с другите възможности за генериране на такива състояния след като разгледаме дълбоко-нееластичното разсейване.

#### 2.6. Дълбоко-нееластично vN разсейване

Дълбоко-нееластичното *vN* разсейване е частен случай на дълбоконееластичното лептон-нуклонно разсейване, което намира удовлетворителна интерпретация в т.нар. кварк-партонен модел за структурата на нуклоните (или по-общо – адроните)<sup>14</sup>. Кварк-партонният модел е плодотворно съчетание на идеите на партонния модел, развит от Feynman и др. [Fey69] и кварковата хипотеза на Gell-Man и Zweig [Gel64, Zwe64]. Партонният модел е създаден за интерпретация на данните по дълбоко-нееластично разсейване на електрони от нуклони, получени в SLAC в края на 60-те години на XX век [Blo69, Bre69]. В него нуклонът–мишена се разглежда като съвкупност от точкови обекти (партони), върху някой от които се осъществява конкретният акт на (електромагнитно) разсейване на налитащия електрон. Сечението за разсейване е некохерентна сума от сеченията за разсейване върху отделните партони.

Резултатите от експериментите по дълбоко-нееластичното vN разсейване през 70-те години на XX век допринасят съществено за идентифицирането на партоните с кварките, въведени по-рано като  $SU_{flavor}(3)$  структурни съставящи на адроните. Аналогията между дълбоко-нееластичното разсейване на електрони и мюони от нуклони и съответното неутринно СС разсейване е илюстрирана на Фиг. 2.8.

Оказва се, обаче, че кварките в нуклоните не са само три, а съществува и зарядово и ароматно неутрално "море" от кварки и антикварки, върху които също може да се осъществи разсейване. По-нататъшното развитие на изследванията води до възникването на квантовата хромодинамика, която "населва" нуклоните и с преносителите на взаимодействието между цветните кварки – безмасовите глуони.

Ние ще се ограничим тук до кварк-партонната картина на неутринното СС разсейване. Нагледно то може да се изобрази както е показано на Фиг. 2.9.  $W^{\pm}$  бозонът взаимодейства с кварк или антикварк от нуклона–мишена, който носи част *x* от импулса му. Неутриното се променя до съответния зареден лептон, а кваркът се трансформира в партньора си от съответния ляв  $SU_W(2)$  дублет.

В кварк-партонния модел структурните функции, въведени в §2.3 и осъществяващи.връзката между елементарните актове на разсейване на лептони върху кварки и наблюдаемите процеси на лептон-нуклонно разсейване се получават от функциите на разпределение на партоните (кварките) по импулси в нуклона. Ако дефинираме функцията  $q_h(x)$  така, че  $q_h(x)dx$  да е вероятността да намерим в нуклона кварк q, носещ част x от нуклонния импулс, то сечението (2.40) в кварк-партонния модел можем да запишем така:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{\nu(\bar{\nu})h}(P,q)}{\mathrm{d}E_{\mu}\mathrm{d}\Omega_{\mu}} = \sum_{q} \int_{0}^{1} \mathrm{d}x \, \frac{\mathrm{d}\sigma^{\nu(\bar{\nu})q}(xP,q)}{\mathrm{d}E_{\mu}\mathrm{d}\Omega_{\mu}} \left(q_{h}(x) + \bar{q}_{h}(x)\right) \,, \qquad (2.58)$$

където  $P = \tilde{p}_N$  и сумата е по всички кваркови аромати q в нуклона. Функциите  $q_h(x)$  са плътностите на разпределенията по импулси на кварките с аромат q в нуклоните.

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup> Кварк-партонният модел е изложен в множество учебници, виж напр. [Lea96, Per04].



Фигура 2.8. Схематично представяне на дълбоко-нееластично лептон-нуклонно разсейване. *a,b)* електромагнитно разсейване на електрон от *d*– и и–кварк в нуклона; *c,d)* слабо разсейване на (анти)неутрино от *d*– и и–кварк в нуклона.



Фигура 2.9. Схематично представяне на vN разсейване в кварк-партонния модел. Съответствието с обозначенията на Фиг. 2.3 и формули  $(2.32\div2.36)$  са следните:  $k_1 = \tilde{p}, k_2 = \tilde{p}', P = \tilde{p}_N$ ,  $E_{had} = E_X$ .

Структурните функции се свързват директно с плътностите на кварковите разпределения по импулси:

$$F_{2}^{\nu(\bar{\nu})N}(x) = 2xF_{1}^{\nu(\bar{\nu})N}(x) = x[u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x) + s(x) + \bar{s}(x) + c(x) + \bar{c}(x)],$$

$$xF_{3}^{\nu N}(x) = x[u_{\nu}(x) + d_{\nu}(x) + 2(s(x) - c(x))],$$

$$(2.59)$$

$$xF_{3}^{\bar{\nu}N}(x) = x[u_{\nu}(x) + d_{\nu}(x) - 2(s(x) + c(x))],$$

където сме използвали символите на кварките за обозначаване на различните разпределения и индекс v за валентните кварки, при което:

$$q_v(x) = q(x) - \bar{q}(x) \quad q \in \{u, d\} .$$
(2.60)

Индексът N в (2.59) означава, че структурните функции, респ. кварковите разпределения, се отнасят за разсейване от *изоскаларна* мишена, т.е. N = (n+p)/2.

От (2.60) за протона, например, следва:

$$\int_{0}^{1} u_{V}(x) dx = \int_{0}^{1} [u(x) - \bar{u}(x)] dx = 2$$

$$\int_{0}^{1} d_{V}(x) dx = \int_{0}^{1} [d(x) - \bar{d}(x)] dx = 1.$$
(2.61)

При неутринните експерименти мишената е близка до изоскаларна, поради което те не са чувствителни към разпределенията на валентните u– и d– кварки поотделно. За морските кварки и антикварки в нуклона се предполагат симетрични разпределения:  $x\tilde{u}(x) = xu_s(x)$ ;  $x\tilde{d}(x) = xd_s(x)$ ;  $x\tilde{s}(x) = xs(x)$ , като за изоскаларна мишена  $x\tilde{u}(x) = x\tilde{d}(x)$ .

Разпределенията на странните (морски) кварки в нуклона могат да се различават от разпределенията на нестранните кварки. Това отличие обикновено се параметризира по следния начин:

$$xs(x) = A_s(1-x)^{\alpha} \frac{1}{2} [x\tilde{u}(x) + x\tilde{d}(x)], \qquad (2.62)$$

където нормировъчният коефициент  $A_s$  е функция на интегралното отношение на количеството странни и нестранни морски кварки в нуклона  $\kappa$ :

$$\kappa = \frac{\int_{0}^{1} [xs(x) + x\widetilde{s}(x)]}{\int_{0}^{1} [x\widetilde{u}(x) + x\widetilde{d}(x)]}$$
(2.63)

Ако  $\kappa = 1$ , то имаме  $SU_{flavor}(3)$  симетрично море от кварки в нуклона. Ако пък  $\alpha = 0$ , то странните и нестранни кварки имат разпределения с една и съща форма.

Зависимостта на структурните функции само от безразмерната променлива x, т.е. тяхната *мащабна инвариантност*, е една от особеностите на кварк-партонния модел, предположена по-рано от Bjorken [Bjo67] за дълбоконееластичното електрон-нуклонно разсейване. В квантовата хромодинамика структурните функции зависят и от  $Q^2$ , нарушавайки тази инвариантност. Зависимостта от  $Q^2$  се дава от т.нар. *еволюционни уравнения* в КХД, често наричани DGLAP уравнения по имената на предложилите ги Докшицер, Грибов, Липатов, Altarelli и Parisi [Dok77, Gri72, Alt77]:

$$\frac{\mathrm{d}q_i(x,Q^2)}{\mathrm{d}\ln Q^2} = \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{\mathrm{d}y}{y} \left[ q_i(y,Q^2) \times P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y,Q^2) \times P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) \right]$$
(2.64)

$$\frac{\mathrm{d}g_i(x,Q^2)}{\mathrm{d}\ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{\mathrm{d}y}{y} \bigg[ \sum_{j=1}^{N_f} [q_j(y,Q^2) + \bar{q}_j(y,Q^2)] \times P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y,Q^2) \times P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \bigg].$$
(2.65)

Уравнение (2.64) описва еволюцията на кварковите разпределения, докато (2.65) се отнася за глуонните разпределения. Функциите  $P_{ij}(\frac{x}{y})$  представят вероятността партон *j* с импулс *y* да се "прояви" като партон *i* с импулс *x* и фактически отразяват приноса на виртуалните партони. Те могат да бъдат изчислени в пертурбативната КХД.

В експериментите по дълбоко-нееластично разсейване на електрони (и мюони) от нуклони се измерва с много добра статистическа точност една от двете структурни функции  $F_1$  или  $F_2$ , тъй като за партони със спин ½ те са свързани със съотношението на Callan–Gross [Cal69]:

$$2xF_1(x) = F_2(x). (2.66)$$

В сечението за електромагнитно разсейване  $F_3$  не участва, защото коефициентът пред нея в (2.41) е P-неинвариантен. При неутринно СС разсейване са достъпни и двете структурни функции, макар и с по-малка статистическа осигуреност.

На Фиг.2.10 и Фиг. 2.11 са показани илюстративни извадки [PDG08] от измервания на тези функции.



Figure 16.7: The proton structure function  $F_2^p$  measured in electromagnetic scattering of positrons on protons (collider experiments ZEUS and H1), in the kinematic domain of the HERA data, for x > 0.00006(cf. Fig. 16.10 for data at smaller x and  $Q^2$ ), and for electrons (SLAC) and muons (BCDMS, E665, NMC) on a fixed target. Statistical and systematic errors added in quadrature are shown. The data are plotted as a function of  $Q^2$  in bins of fixed x. Some points have been slightly offset in  $Q^2$  for clarity. The ZEUS binning in x is used in this plot; all other data are rebinned to the x values of the ZEUS data. For the purpose of plotting,  $F_2^p$  has been multiplied by  $2^{ix}$ , where  $i_x$  is the number of the x bin, ranging from  $i_x = 1$  (x = 0.85) to  $i_x = 28$  (x = 0.000063). References: H1—C. Adloff et al., Eur. Phys. J. C21, 33 (2001); C. Adloff et al., Eur. Phys. J. C30, 1 (2003); ZEUS—S. Chekanov et al., Eur. Phys. J. C21, 443 (2001); S. Chekanov et al., Phys. Rev. D70, 052001 (2004); BCDMS—A.C. Benvenuti et al., Phys. Lett. B223, 485 (1989) (as given in [56]) ; E665—M.R. Adams et al., Phys. Rev. D54, 3006 (1996); NMC—M. Arneodo et al., Nucl. Phys. B483, 3 (1997); SLAC—L.W. Whitlow et al., Phys. Lett. B282, 475 (1992).

**Фигура 2.10.** Измервания на протонната структурна функция  $F_2^p$ . Необходимите пояснения са дадени в оригиналния надпис към фигурата, взета от [PDG08].



**Figure 16.11:** The structure function  $xF_3^{\gamma Z}$  measured in electroweak scattering of **a**) electrons on protons (H1 and ZEUS) and **b**) muons on carbon (BCDMS). The ZEUS points have been slightly offset in x for clarity. References: **H1**—C. Adloff *et al.*, Eur. Phys. J. **C30**, 1 (2003); **ZEUS**—S. Chekanov *et al.*, Eur. Phys. J. **C28**, 175 (2003); **BCDMS**—A. Argento *et al.*, Phys. Lett. **B140**, 142 (1984).

c) The structure function  $xF_3$  of the nucleon measured in  $\nu$ -Fe scattering. The data are plotted as a function of  $Q^2$  in bins of fixed x. For the purpose of plotting, a constant  $c(x) = 0.5(i_x - 1)$  is added to  $xF_3$ , where  $i_x$  is the number of the x bin as shown in the plot. The NuTeV points have been shifted to the nearest corresponding x bin as given in the plot and slightly offset in  $Q^2$  for clarity. References: **CCFR**—W.G. Seligman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 1213 (1997). **NuTeV**—M. Tzanov *et al.*, Phys. Rev. **D74**, 012008 (2006).

Фигура 2.11. Измервания на нуклонната структурна функция  $F_3$ . Необходимите пояснения са дадени в оригиналния надпис към фигурата, взета от [PDG08].
## 2.7. Раждане на очаровани адрони в дълбоко-нееластично *vN* разсейване.

Дълбоко-нееластичното разсейване на неутрина от нуклони дава важна информация за нуклонните структурни функции, както беше обсъдено в предишния параграф. Освен това то е и един от основните източници на сведения за механизмите на раждане на тежки кварки при лептон-нуклонно разсейване, обусловени от смесването на долните кварки (2.19). При енергиите на неутринния сноп, използван от експеримента CHORUS е достъпно изследването на раждането на очарования c (или  $\tilde{c}$ ) –кварк. Елементарният процес е CC разсейване от морски s– или  $\tilde{s}$  –кварк, валентен или морски d– кварк или морски  $\tilde{d}$ –кварк, като кварките са мишена при v разсейване, а антикварките – при  $\tilde{v}$  разсейване. За vN разсейване можем да запишем формално процесите с раждане на c–кварк като:

$$v + N \rightarrow \mu^{-} + c + X. \tag{2.67}$$

Във водещия пертурбативен порядък елементарният процес е  $W^*s' \to c$ , докато в следващия порядък се появяват и процеси с участие на глуони:  $W^*g \to c\tilde{s}$  и  $W^*s' \to gc$ , където с *s*' означаваме суперпозицията:

$$s' \equiv |V_{cs}|^2 s + |V_{cd}|^2 \frac{u+d}{2}$$
(2.68)

Процесите (2.67) могат да бъдат използвани за изучаване на примеса от странни кварки в нуклона, както и за извличането на стойностите на съответните елементи на СКМ матрицата.

Теоретичната интерпретация на дълбоко-нееластичното vN разсейване с раждането на *с*–кварк е в голяма степен аналогична на стандартния подход [Aiv90, Bij91, Kra92, Aiv94, Glu96, Glu97]. Един от проблемите тук е как да се отчете значителната маса на *с*–кварка, който не може да се разглежда вече като безмасов, каквито са *u*– и *d*–кварките в партонния модел. Възприетият подход, предложен най-напред в [Bar76, Geo76], е премащабирането на променливата *x* по следния начин<sup>15</sup>:

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup> Този механизъм носи жаргонното название "*slow rescaling*", което трудно се поддава на превод.

$$x \to x(1 + \frac{m_c^2}{Q^2}) \equiv \xi, \qquad (2.69)$$

като масата на очарования кварк *m<sub>c</sub>* е параметър, който се извлича от данните.

Диференциалното сечение за разсейване се записва аналогично на (2.40) като:

$$\frac{d^2 \sigma(v_\mu N \to \mu^- cX)}{dx \, dy} = \frac{G_F^2 M E_v}{\pi (1 + Q^2 / M_W^2)^2} \left[ y^2 x F_1^c + (1 - y) F_2^c + \left(1 - \frac{y}{2}\right) y x F_3^c \right],$$
  
$$\frac{d^2 \sigma(\bar{v}_\mu N \to \mu^+ \bar{c}X)}{dx \, dy} = \frac{G_F^2 M E_v}{\pi (1 + Q^2 / M_W^2)^2} \left[ y^2 x F_1^{\bar{c}} + (1 - y) F_2^{\bar{c}} - \left(1 - \frac{y}{2}\right) y x F_3^{\bar{c}} \right].$$
  
(2.70)

където *x* се дава от (2.69). Горният индекс *c* на структурните функции означава, че става въпрос за процеси, в които се ражда очарован кварк. В термините на партонния модел в структурните функции  $F_i^c$  влизат разпределенията на кварките, участващи в (2.68).

Инклузивните диференциални сечения (2.70) се отнасят за разсеяния лептон, т.е.  $\mu^-$ . Когато, обаче, искаме да изследваме характеристиките на родените в процеса очаровани адрони, се сблъскваме с проблема за *адронизацията* на очарования кварк, т.е. образуването на адрони с негово участие. Еквивалентен термин за процеса, който ще използваме и по-нататък, е *фрагментация* на *с*–кварка в очаровани адрони.

Процесът на фрагментация обикновено се описва с помощта на т.нар.  $функции на фрагментация D_c^h(z)$ , които представляват плътността на вероятността адронът h, в който е фрагментирал очарованият кварк, да носи част z от импулса на c-кварка. Полуинклузивното сечение за раждане на какъв и да е очарован адрон C при неутринно разсейване можем да запишем по следния начин:

$$\frac{d\sigma(vN \to \mu^- CX)}{dx \, dy \, dz} = \frac{d\sigma(vN \to \mu^- cX)}{d\xi \, dy} \sum_h f_h D_c^h(z) ,$$

$$\frac{d\sigma(\bar{v}N \to \mu^+ \bar{C}X)}{dx \, dy \, dz} = \frac{d\sigma(vN \to \mu^+ \bar{c}X)}{d\xi \, dy} \sum_h \bar{f}_h \bar{D}_{\bar{c}}^h(z) ,$$
(2.71)

където  $f_h$  е средната вероятност за фрагментация на c-кварка в адрон h.  $D_c^h(z)$  и  $f_h$  са нормирани по следния начин:

$$\int_{0}^{1} \mathrm{d}z D_{c}^{h}(z) = \int_{0}^{1} \mathrm{d}z \bar{D}_{\bar{c}}^{\bar{h}}(z) = 1, \quad \sum_{h} f_{h} = \sum_{h} \bar{f}_{h} = 1 . \quad (2.72)$$

Фрагментационните функции  $D_c^h(z)$  "капсулират" в себе си непертурбативната част от процеса, т.е. тази, за която (все още) нямаме описание в рамките на КХД. Поради това за тях са предложени множество феноменологични параметризации. Ще споменем няколко:

$$D(z) \propto z^{\alpha}(1-z)$$
, предложена в [Kar78]; (2.73)

$$D(z) \propto \frac{1}{z} \left( 1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_P}{1-z} \right)^{-2}$$
, предложена в [Pet83]; (2.74)

$$D(z) \propto \left(\frac{1-z}{z} + \frac{\epsilon_C(2-z)}{1-z}\right) (1+z^2) \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_C}{1-z}\right)^{-2},$$

предложена в [Col85]. (2.75)

В тези функции  $\alpha$ ,  $\varepsilon_P$  и  $\varepsilon_C$  са параметри, които се извличат от експерименталните данни.

При vN разсейване в първи порядък по слабото взаимодействие може да се наблюдава и раждането на  $c\tilde{c}$  – двойка, която след това да фрагментира в два очаровани адрона или да формира свързано състояние – чармоний. Възможни са два механизма: излъчване на спирачен глуон, илюстриран на Фиг. 2.12 и сливане на  $Z^0$  с глуон, илюстриран на Фиг. 2.13. При разсейване посредством неутрален ток са възможни и двата процеса, докато при СС разсейване е възможно само излъчването на спирачен глуон.

Теоретичното описание на подобни процеси се базира на кварк-партонния модел и еволюционните уравнения на КХД за описване на зависимостта на структурните функции от предадения импулс [Gol77, You78, Lev79, Bar80, Hag80]. Приема се, че след като веднъж е образувана,  $c\tilde{c}$  – двойката ще фрагментира или в два очаровани адрона или в чармоний с вероятност единица. Отношението на вероятностите за двете възможности не се дава от теорията. Резултатът за пълното сечение на процеса на съвместно раждане при СС

взаимодействие като функция на енергията на неутриното (анти-неутриното) е показан на Фиг. 2.14 при различни предположения за масата на *с*–кварка [Hag80].



Фигура 2.12. Раждане на ссе-двойка чрез излъчване на "спирачен" глуон. Процесът е възможен както при NC взаимодействие, така и при СС взаимодействие.



Фигура 2.13. Раждане на сс-двойка чрез бозон-глуонно сливане. Процесът е възможен само при NC взаимодействие.

Раждането на свързано състояние на  $c\tilde{c}$  – двойката, чармоний, в неутринни взаимодействия е разглеждано в редица работи, инспирирани от наблюдаването на  $J/\Psi$  и други по-тежки състояния в електрон–позитронни насрещни снопове [Aug74] и при мюонно разсейване [Aub74]. Най-лекото състояние,  $J/\Psi$ , може да се образува пряко от родената  $c\tilde{c}$  – двойка или чрез радиационни или адронни разпадания на по-високо лежащите мезонни състояния  $\Psi$  или  $\chi_{cJ}^{16}$ . Възможните преки механизми са глуонното спирачно лъчение (Фиг. 2.12), бозон–глуонно сливане при дълбоко-нееластично разсейване, чиято диаграма е показана на Фиг. 2.15 или дифракционният процес, показан на Фиг. 2.6.

Теоретичният подход при глуонно спирачно лъчение разгледахме по-горе.  $Z^0$ -глуонното сливане се разглежда от гледна точка на пертурбативната КХД в работите [Kuh80, Bar80]. В него се приема, че при дълбоко-нееластично NC разсейване, където пертурбативното разложение в КХД е приложимо, фиксирана част от родените  $c\tilde{c}$  – двойки с инвариантна маса в интервала  $2m_c < M_{c\tilde{c}} < 2m_D$ , където  $m_D$  е масата на най-лекия очарован мезон,  $D_0$ , образуват свързано състояние. Диференциалното сечение за раждане на  $J/\Psi$  в този подход изглежда така:

$$\sigma(v, Q^2) = \frac{1}{n} \frac{\pi}{3} \frac{4}{9} \alpha \alpha_s \frac{m_D^2}{m_c^4} \frac{(1 - m_c^2/m_D^2)^{3/2}}{1 - Q^2/2Mv} \frac{\xi g(\xi)}{(1 + Q^2/4m_c^2)^2} , \qquad (2.76)$$

където  $\alpha$  е константата на фината структура,  $\alpha_S$  е КХД константата,  $g(\xi)$  е плътността на разпределението на глуоните в нуклона, а  $\xi = (Q^2 + M_{J/\psi}^2)/2M_V$ . Цялото число *n* е броят свързани състояния в споменатия масов интервал.

 $<sup>^{16}</sup>$  Мезонните състояния  $\Psi$  представляват радиални възбуждания на  $J/_{\Psi}$ , докато  $\chi_{cJ}$ , J=0,1,2 са

орбитални възбуждания с L = I и пълен ъглов момент J. Във всички тези състояния пълният спин на  $c\tilde{c}$  – двойката е 1.



Фигура 2.14. Пълно сечение за раждане на  $c\tilde{c}$  – двойка при разсейване на **a**) неутрина и **b**) антинеутрина от изоскаларна мишена. Плътните линии представят КХД предсказанията при маса на очарования кварк (от горе надолу) 1.25 GeV/c<sup>2</sup>, 1.5 GeV/c<sup>2</sup>, 1.85 GeV/c<sup>2</sup>. С прекъсната линия е обозначено предсказанието при  $m_c = 1.25$ GeV/c<sup>2</sup> без отчитане на Q<sup>2</sup> зависимостта на структурните функции [Hag80].



Фигура 2.15. Раждане на свързано сс–състояние чрез бозон-глуонно сливане при NC взаимодействие.

Моделът за векторна доминантност е привлечен за описание на дифракционното раждане на  $J/_{\Psi}$  в [Kuh80, Gai76]. Там е показано, че при малки  $Q^2$  сечението има вида:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(vN \to vJ/\psi N)}{\mathrm{d}v\,\mathrm{d}\,Q^2} = \frac{9G_{\mathrm{F}}^2(1-\frac{8}{3}\sin^2\theta_W)^2}{4(4\pi)^3\alpha}Q^2\left(1-\frac{Q^2}{2Mv}\right)\frac{1+(1-v/E)^2}{v}\,\sigma(v,\,Q^2),\tag{2.77}$$

при което, съгласно идеята за векторна доминантност:

$$\sigma(v, Q^2) = \sigma(v) \left(\frac{1}{1 + Q^2 / M_{J/\psi}^2}\right)^2.$$
 (2.78)

След интегриране по v и  $Q^2$  и при енергия на неутриното E = 100 GeV от (2.77) и (2.78) получаваме за пълното сечение  $3.6 \times 10^{-41}$  cm<sup>2</sup>, като в него влиза и приносът от разпадите на по-високо лежащите състояния.

Нерелативистки квантово-хромодинамичен подход е развит в работа [Bod95] и е приложен много успешно за описанието [Bra95] на резултатите по инклузивно раждане на  $J/_{\Psi}$  в рр взаимодействия на Теватрона във FNAL[Abe92]. За изследване на дифракционото раждане на  $J/_{\Psi}$  в vN взаимодействия той е приложен в [Pet99], а за инклузивно раждане – в [Kni02]. При него пертурбативната част, свързана с раждането на  $c\tilde{c}$  – двойката, е отделена от непертурбативната – свързването на c и  $\tilde{c}$  в  $J/_{\Psi}$ . Последното е моделирано чрез развитие на матричния елемент в ред по относителната скорост на двата кварка, като съответните коефициенти се определят от сравняване с експериментални данни. Числените предсказания за дифракционно раждане за различни енергии на неутрината са представени в Табл. 2.3 [Pet99].

**Таблица 2.3.** Предсказания на нерелативисткия КХД модел за дифракционно раждане на  $J/_{\Psi}$ , получени при  $m_c$ = 1.35 GeV/c<sup>2</sup> и  $Q^2$ >(1.2GeV)<sup>2</sup> [Pet99].

$E_{v}$ (GeV)	7.5	25	120	450
$\sigma$ (cm <sup>2</sup> /nucleon)	$7.8 \times 10^{-46}$	$6.9 \times 10^{-43}$	$1.3 \times 10^{-41}$	$5.5 \times 10^{-41}$

В работа [Kni02], появила се след публикуването на измерванията на CHORUS на раждането на  $J/_{\Psi}$  [A6], е направен опит за оценка на всички възможни приноси в инклузивното сечение за раждането на  $J/_{\Psi}$  при NC разсейване. Оценено е пълното инклузивно сечение, усреднено по състава и спектъра на неутринния сноп от WANF (виж §4.2) в CERN. Резултатът е

$$6.4_{-1.4}^{+1.6} \times 10^{-42} \, cm^2$$
/нуклон (< $E_v$ >= 27 GeV). (2.79)

С това ще приключим общия преглед на свойствата и взаимодействията на неутрината. Резултатите от измерването на редица процеси и техните характеристики от експеримента CHORUS и сравняването им с други експерименти ще бъде представено в Глава 7.

### Глава 3. Осцилации на неутрината<sup>1</sup>

Първото експериментално указание за осцилации на неутрината е наблюдавания от Davis и сътрудници. недостиг на слънчеви неутрина в експеримента в Homestake, Южна Дакота [Dav68]. В 60-те години на XX век, обаче, малцина са били тези, които са разглеждали сериозно подобна възможност за обяснение на резултатите от този експеримент, въпреки че идеята за неутринни осцилации е била изказана още преди няколко години от Pontecorvo [Pon57, Pon58], Maki, Nakagawa и Sakata [Mak62]<sup>2</sup>. Едва в началото на 90-те години, след наблюдаваните от експеримента KamiokaNDE аномалии в потока атмосферни неутрина [Hir90, Hir92], хипотезата за възможно смесване и осцилации на неутрината придоби солидни експериментални основания и започна нейното интензивно експериментално изследване.

По това време, в началото на 90-те години на XX век, е замислен и експериментът CHORUS [CHweb] за търсене на неутринни осцилации в снопа неутрина в CERN<sup>3</sup>, чиито изследвания са предмет на тази дисертация. В следващите почти 20 години, паралелно с построяването на детектора и реализирането на експерименталната програма на CHORUS, се развиваше теоретичното описание на неутринните осцилации, както и експерименталното им изучаване.

В тази глава, без да се занимаваме с историческото развитие на въпроса, ще направим преглед на експерименталната ситуация с осцилациите на неутрината към настоящия момент (лятото на 2009 г.), като ще отбележим мястото на измерванията на CHORUS от сегашна гледна точка.

#### 3.1. Феноменологично описание на неутринните осцилации

В Стандартния модел неутрината са безмасови Диракови фермиони, за които не може да се въведе калибровъчно инвариантен масов член в лагранжиана на модела (виж §2.1). Експерименталното наблюдаване на смесване на неутрината, което е възможно само при наличие на (макар и малки) маси на покой и то различни за различните неутрина, ни заставя да излезем извън този модел и да предположим наличие на такива маси. Трябва да предположим също така, че квантово-механичните състояния с определени маси не са същите, както

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> В изложението на тази глава сме използвали книгите [Moh04, Giu07], както и редица обзори, сред които ще отбележим [Gon08, Giu04, Bil03, Bil99, Bil87].

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Обзор на историческото развитие на идеите за осцилации на неутрината може да се види в [Bil05].

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> В същия сноп, със същата програма, но с друга методика паралелно се предлага и реализира и експериментът NOMAD [NOweb].

*ароматните* неутринни състояния (2.1), които участват в слабото взаимодействие. При тези предположения е възможно квантово-механично смесване на състоянията с времето, което ще опишем по-долу.

Нека разгледаме поток неутрина  $v_l$ , родени в СС-взаимодействие, където  $l = e, \mu, \tau$ . Съгласно принципа за суперпозиция квантово-механичните състояния на тези неутрина могат да се представят като линейна комбинация на състояния  $v_{\alpha}$  с определени и различни маси  $m_{\alpha}$  ( $\alpha = 1,2,3$ ):

$$|\nu_{\ell}\rangle = \sum_{\alpha} U_{\ell\alpha} |\nu_{\alpha}\rangle , \qquad (3.1)$$

където U е унитарна матрица на смесване, аналогична на СКМ матрицата (2.19). Нека за простота предположим, че импулсите на неутрината  $v_{\alpha}$  са еднакви. Тогава пълната енергия на неутриното  $v_{\alpha}$  се дава от известното релативистко съотношение

$$E_{\alpha} = \sqrt{\boldsymbol{p}^2 + m_{\alpha}^2} \,. \tag{3.2}$$

Състоянието (3.1) ще еволюира с времето по следния начин<sup>4</sup>:

$$|\nu_{\ell}(t)\rangle = \sum_{\alpha} e^{-iE_{\alpha}t} U_{\ell\alpha} |\nu_{\alpha}\rangle . \qquad (3.3)$$

Тъй като при различни маси енергиите (3.2) са различни, то състоянието (3.3) ще бъде суперпозиция от състояния  $v_{\alpha}$ , различна от (3.1) То вече може да съдържа други ароматни състояния  $v_{l'}$ , различни от  $v_l$ . Амплитудата на вероятността да намерим компонента  $v_{l'}$  в (3.3) се дава от общите правила на квантовата механика:

$$\langle \nu_{\ell'} \mid \nu_{\ell}(t) \rangle = \sum_{\alpha,\beta} \left\langle \nu_{\beta} \left| U_{\beta\ell'}^{\dagger} e^{-iE_{\alpha}t} U_{\ell\alpha} \right| \nu_{\alpha} \right\rangle$$

$$= \sum_{\alpha} e^{-iE_{\alpha}t} U_{\ell\alpha} U_{\ell'\alpha}^{*}$$

$$(3.4)$$

Вероятността да намерим след време t състояние  $|v_l >$  в поток от неутрина, родени като  $|v_l >$ , е:

$$P_{\nu_{\ell}\nu_{\ell'}}(t) = |\langle \nu_{\ell'} | \nu_{\ell}(t) \rangle|^{2}$$
  
=  $\sum_{\alpha,\beta} \left| U_{\ell\alpha} U^{*}_{\ell'\alpha} U^{*}_{\ell\beta} U_{\ell'\beta} \right| \cos \left[ (E_{\alpha} - E_{\beta})t - \varphi_{\ell\ell'\alpha\beta} \right],$  (3.5)

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Предполагаме, че неутрината  $v_{\alpha}$  не се разпадат.

където

$$\varphi_{\ell\ell'\alpha\beta} = \arg(U_{\ell\alpha}U^*_{\ell'\alpha}U^*_{\ell\beta}U_{\ell'\beta}).$$
(3.6)

Във всички интересни от експериментална гледна точка случаи неутрината са ултрарелативистки, така че (3.2) можем да заменим с:

$$E_{\alpha} \approx |\mathbf{p}| + \frac{m_{\alpha}^2}{2|\mathbf{p}|},$$
(3.7)

и времето t с изминатото от снопа разстояние x. Тогава получаваме:

$$P_{\nu_{\ell}\nu_{\ell'}}(x) = \sum_{\alpha,\beta} \left| U_{\ell\alpha} U^*_{\ell'\alpha} U^*_{\ell\beta} U_{\ell'\beta} \right| \cos\left(\frac{2\pi x}{L_{\alpha\beta}} - \varphi_{\ell\ell'\alpha\beta}\right), \qquad (3.8)$$

където сме дефинирали т.нар. дължини на осцилация L<sub>αβ</sub>:

$$L_{\alpha\beta} \equiv \frac{4\pi E}{\Delta m_{\alpha\beta}^2} \quad . \tag{3.9}$$

В горната дефиниция за простота и по исторически причини |p| = E (което е много добро приближение за неутрината, както вече отбелязахме) и

$$\Delta m_{\alpha\beta}^2 \equiv m_{\alpha}^2 - m_{\beta}^2 \,. \tag{3.10}$$

В (3.10) се съдържат 3 разлики на квадрати на масите, но само две от тях са независими, разбира се.

В случая на Диракови неутрина матрицата U се параметризира с три Ойлерови ъгъла  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$  и една комплексна фаза  $\delta$ , аналогично на (2.21):

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix},$$
(3.11)

където  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}, c_{ij} = \cos \theta_{ij} (i, j = 1, 2, 3).$ 

Тази матрица носи името на Pontecorvo, Maki, Nakagawa и Sakata, или PMNS матрица по предложение на Sheldon Glashow [Gla03].

Графично "въртенето", описвано с (3.11), може да бъде изобразено както е показано на Фиг. 3.1.



**Фигура 3.1.** Графично представяне на "въртенето" (3.11), свързващо ароматния базис (v<sub>e</sub>, v<sub>μ</sub>, v<sub>τ</sub>) с базиса с определени маси (v<sub>α</sub>, v<sub>β</sub>, v<sub>γ</sub>).

Често експерименталните резултати се анализират в термините на найпростия случай на смесване само на две състояния. Тогава унитарната матрица U се трансформира в двумерна ортогонална матрица, зависеща само от един ъгъл  $\theta$ :

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} . \tag{3.12}$$

В този случай (3.8) се опростява до:

$$P_{\rm conv}(x) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} x\right)$$
(3.13)

$$P_{\rm surv}(x) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E}x\right) , \qquad (3.14)$$

където с индексите *conv* и *surv* са снабдени вероятността за осцилация след разстояние *x* и вероятността за запазване след същото разстояние на дадения ароматен тип неутрино. Освен това

$$\Delta m^2 = \left| m_1^2 - m_2^2 \right| \,. \tag{3.15}$$

За числени оценки аргументът на  $sin^2()$  в (3.13) и (3.14) е удобно да се запише в конкретни мерни единици:

$$\left(1.27\frac{\Delta m^2(eV^2)}{E(GeV)}x(km)\right).$$
(3.16)

Когато този аргумент е равен на  $\pi/2$  имаме максимум на вероятността за осцилации.

В (3.13) и (3.14) има само два независими феноменологични параметъра: ъгълът  $\theta$  и модулът на разликата на квадратите на масите на двете неутрина  $\Delta m^2$ . При такова опростяване експерименталните резултати могат да бъдат представени като разрешени или забранени области в равнината на изменение на тези два параметъра, ограничени от контури на равни вероятности (виж Фиг. 3.2).

Нека разгледаме едно такова представяне малко по-подробно. В реален експеримент неутринният сноп не е моноенергетичен, а има някакъв спектър  $\Phi(E)$ . Тогава  $P_{conv}(x)$  от (3.13) ще изглежда така:

$$P_{\rm conv}(x) = \sin^2 2\theta \int dE \, \Phi(E) \, \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4E} \, x\right) \,. \tag{3.17}$$

Обикновено в даден експеримент спектърът  $\Phi(E)$  е известен и не се променя, както и разстоянието x. Нека предположим, че в този експеримент е измерена интегрална вероятност за осцилации  $P_{conv} = P_0$ , както и вероятността за осцилации като функция на енергията. Целта е да се оценят параметрите  $\theta$  и  $\Delta m^2$ , които в общия случай, обаче, не могат да се извлекат независимо един от друг.

Ще въведем безразмерното отношение  $r_{\Delta}$  по следния начин:

$$r_{\Delta} = \frac{\Delta m^2}{4 \langle E \rangle} x , \qquad (3.18)$$

където  $\langle E \rangle$  е средната енергия на неутринния сноп.



Фигура 3.2. Контури с равна вероятност за осцилации в равнината  $\{r_A, sin^2(2\theta)\}$  в двойно логаритмичен мащаб съгласно формула (3.19) при указаните стойности на  $P_{conv} = P_0$ . Използвано е Гаусово разпределение по енергии  $\Phi(E)$  със средно квадратично отклонение  $0.2^* < E > [Moh04].$ 

С помощта на (3.18) от (3.17) за  $P_0$ . получаваме<sup>5</sup>:

$$P_{0} = \sin^{2} 2\theta \int dE \, \Phi(E) \, \sin^{2} \left( r_{\Delta} \left\langle E \right\rangle / E \right)$$

$$= \frac{1}{2} \sin^{2} 2\theta \int dE \, \Phi(E) \left[ 1 - \cos \left( 2r_{\Delta} \left\langle E \right\rangle / E \right) \right].$$
(3.19)

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Считаме, че интегралът от  $\Phi(E)$  е нормиран на единица.

Ако  $r_{\Delta} >> 1$ , то *cos()* членът в (3.19) ще осцилира много бързо с изменението на E и ще се усредни до нула. Тогава имаме

$$\sin^2 2\theta = 2P_0 \qquad \text{при } r_\Delta >> 1 \ . \tag{3.20}$$

Това са вертикалните прави линии на Фиг. 3.2 при големи  $r_{\Delta}$ .

В обратния случай, когато  $r_{\Delta} \ll 1$ ,  $sin^2()$  в (3.19) може да се замени с аргумента му и получаваме:

$$r_{\Delta}^2 \sin^2 2\theta = \frac{P_0}{\langle E \rangle^2 \langle 1/E^2 \rangle} \qquad \text{при } r_{\Delta} \ll 1 . \tag{3.21}$$

Дясната част на (3.21) е константа и тогава асимптотичната форма на зависимостта на  $r_{\Delta}$  от  $sin^2 2\theta$  в двойно логаритмичния мащаб на Фиг. 3.2 при  $r_{\Delta} \rightarrow 0$  е права с наклон  $-\frac{1}{2}$ .

Обикновено построяването на графика, подобна на показаната на Фиг. 3.2, е целта на експериментите по търсене на неутринни осцилации. Ако осцилации не се наблюдават, то  $P_0(E)$  има смисъл на горна граница и тогава областта от стойности на параметрите на Фиг. 3.2 надясно и нагоре от съответния контур се изключва като възможна област от физически значения. Оттам идва и английското название *exclusion plot* на този тип графики, което няма компактен превод на български език.

С оглед на по-нататъшното изложение ще запишем няколко гранични случая на (3.8), които ще са ни полезни при обсъждането на експерименталните резултати. За простота ще предположим, че  $\delta = 0$ , т. е. матрицата U е ортогонална. Ако в (3.8) отделим членовете с  $\alpha = \beta$  и преобразуваме малко, ще получим:

$$P_{\nu_{\ell}\nu_{\ell'}}(x) = \left(\sum_{\alpha} U_{\ell\alpha}U_{\ell'\alpha}\right)^{2} - 4\sum_{\alpha>\beta} U_{\ell\alpha}U_{\ell'\alpha}U_{\ell\beta}U_{\ell'\beta}\sin^{2}\left(\frac{\Delta m_{\alpha\beta}^{2}}{4E}x\right)$$

$$= \delta_{\ell\ell'} - 4\sum_{\alpha>\beta} U_{\ell\alpha}U_{\ell'\alpha}U_{\ell\beta}U_{\ell'\beta}\sin^{2}\left(\frac{\Delta m_{\alpha\beta}^{2}}{4E}x\right)$$
(3.22)

Нека да предположи,, че една от масовите разлики (3.10) е много по-малка от другите две, т.е.:

$$(\Delta m_{12}^2/2E)x \ll 1$$
 <sub>H</sub>  $\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{32}^2.$  (3.23)

Като пренебрегнем членовете, пропорционални на нея, получаваме:

$$P_{\nu_{\ell}\nu_{\ell'}}(x) = \delta_{\ell\ell'} - 4U_{\ell3}U_{\ell'3}\left(\delta_{\ell\ell'} - U_{\ell3}U_{\ell'3}\right)\sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2}{4E}x\right). \quad (3.24)$$

При  $l \neq l'$  (3.24) изглежда по-същия начин, както  $P_{conv}(x)$  (3.13) за случая на две неутрина. За случая l = l' = e с използването на (3.11) от (3.24) получаваме:

$$P_{\nu_e\nu_e}(x) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2}{4E} x\right).$$
(3.25)

Вижда се, че вероятността за запазване на електронното неутрино има същия вид, както  $P_{surv}$  в (3.14) за случая на две неутрина, като ъгълът на смесване е  $\theta_{13}$ , а масовата разлика е  $\Delta m_{32}^2$ .

Друг интересен случай е при

$$(\Delta m_{32}^2/2E)x \gg 1$$
,  $(\Delta m_{31}^2/2E)x \gg 1$ . (3.26)

Сега членовете с тези аргументи ще осцилират много бързо и ще се усреднят до константи при интегрирането по експерименталния спектър на неутрината  $\Phi(E)$ . Вероятността за запазване на  $v_e$  ще зависи от  $\Delta m_{21}^2$ ,  $\theta_{13}$  и  $\theta_{12}$ :

$$P_{\nu_e\nu_e}(x) = \cos^4\theta_{13} \left[ 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} x \right) \right] + \sin^4\theta_{13} . \quad (3.27)$$

Ако  $\theta_{13}$  е много малък, то (3.27) съвпада с  $P_{surv}$  за две неутрина от (3.14).

При разпространението и осцилирането на сноп неутрина във вещество възникват допълнителни ефекти, посочени за пръв път от Wolfenstein [Wol78] и Михеев и Смирнов [Mik85], т.нар. MSW ефект, които модифицират наблюдаваните ъгли на смесване и масови разлики. Причината е еластичното кохерентно разсейване напред на неутрината при движението им през веществото. При това разсейване те добиват допълнителна ефективна маса, подобно на случая на разпространение на фотони във веществото. Поради преразсейването електромагнитното излъчване във веществото се движи със скорост, по-малка от скоростта на светлината във вакуум, което може да се тълкува като появяване на маса на покой на фотона. Случаят с неутрината е аналогичен. Освен това веществото се състои от протони, неутрони и електрони. NC взаимодействията на  $v_e$ ,  $v_{\mu}$  и  $v_{\tau}$  с тези частици са едни и същи, както и CC взаимодействията с протоните и неутроните, докато само  $v_e$  взаимодейства

посредством зареден ток с електроните. Това води до модификация и на ъглите на смесване.

Ще илюстрираме казаното с крайните формули за случай на смесване на две неутрина [Moh04]. Подробно обсъждане на проблема с препратки към оригиналната литература може да се намери напр. в [Bil99].

Ефективните маси на състоянията  $v_1$  и  $v_2$  се видоизменят по следния начин:

$$\tilde{m}_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[ (m_1^2 + m_2^2 + A) \mp \sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - A)^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2} \right] \quad , \qquad (3.28)$$

а ефективният ъгъл на смесване е:

$$\sin^2 2\tilde{\theta} = \frac{(\Delta m^2 \sin 2\theta)^2}{(\Delta m^2 \cos 2\theta - A)^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2} \,. \tag{3.29}$$

където  $\theta$  от (3.12) и  $\Delta m^2$  от (3.15) са съответните величини при движение във вакуум. Величината A е пропорционална на плътността на електроните във веществото  $n_e$  и енергията на неутрината E:

$$A = 2\sqrt{2G_F n_e E} \,. \tag{3.30}$$

Съотношението (3.29) има типична резонансна форма. В случай, че А  $\approx \Delta m^2 cos 2\theta$ , то  $\tilde{\theta} \approx \pi/4$ , дори и ъгълът на смесване във вакуум да е малък. Ако електронната плътност на веществото се изменя монотонно, започвайки от стойности, за които  $A > \Delta m^2 cos 2\theta$  и достига нула, то някъде резонанс ще се осъществи и наблюдаваният ъгъл на смесване и разлика в масите ще се променят драматично.

След тези теоретични разглеждания ще направим преглед на експерименталните доказателства за съществуването на неутринни осцилации и на измерените ъгли на смесване и масови разлики. Експериментите с неутрина се различават съществено в зависимост от източника на последните. До сега са правени експерименти с неутрина, родени в ядрото на Слънцето и достигащи Земята, в земната атмосфера от разпадането на пионите и каоните от атмосферните порои, предизвикани от космическите лъчи, в активната зона на ядрените реактори и от ускорители. Ще ги разгледаме последователно.

#### 3.2. Неутрина от Слънцето

Слънцето е източник на електронни неутрина, които се раждат в ядрото му в резултат на множество ядрени реакции<sup>6</sup>. Двата главни цикъла, т.нар *pp* цикъл и *CNO* цикъл водят до превръщането на 4 протона в хелиево ядро:

$$4p \to {}^{4}\text{He} + 2e^{+} + 2\nu_{e} + \gamma, \qquad (3.31)$$

при което се отделя енергия

$$Q = 4m_p - m_{4_{\text{He}}} - 2m_e \simeq 26 \text{ MeV}$$
(3.32)

главно под формата на фотони. Неутрината от (3.31) отнасят малка част от нея:

$$\langle E_{2\nu_{e}} \rangle = 0.59 \text{ MeV}.$$
 (3.33)

Спектърът на неутрината от различните реакции, пресметнат в Стандартния модел на Слънцето (*Standard Solar Model, SSM*)<sup>7</sup>, е показан на Фиг.3.3. Общият поток на повърхността на Земята е около  $7.5 \times 10^{10}$  cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>, като приносите на различните реакции са представени в Табл. 3.1 [Moh04].



Фигура 3.3. Спектри на неутрината от ядрените реакции от рр цикъла (плътните линии) и СNO цикъла (прекъснатите линии) в ядрото на Слънцето [Bah05].

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> Разгърнато описание на ядрените реакции в Слънцето може да се види в книгата [Bah89].

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> SSM търпи развитие през годините. Ние тук се базираме на последната му версия [Bah05]

Таблица 3.1.	Потоци неутрина на земната повърхност от различните ядрени
	реакции в ядрото на Слънцето [Moh04].Обозначенията на
	реакциите съответстват на тези от Фиг.3.3.

Chain	Reaction	Flux on earth in $cm^{-2}s^{-1}$	
ion P	pp	$5.95 \times 10^{10}$	
	pep	$1.40 \times 10^{\circ}$	
pp	hep	$9.3 \times 10^{3}$	
	<sup>7</sup> Be	$4.77 \times 10^{9}$	
	<sup>8</sup> B	$5.05 \times 10^{6}$	
	<sup>13</sup> N decay	$5.48 \times 10^{8}$	
CNO cycle	<sup>15</sup> O decay	$4.80 \times 10^{8}$	
	<sup>17</sup> F decay	$5.63 \times 10^{6}$	

Неутрината от Слънцето са детектирани за първи път от Ray Davis Jr. и сътрудници. в експеримента в мината Homestake в Южна Дакота чрез т.нар. хлор–аргонен метод през 1968 г. [Dav64, Dav68]. В последния си вариант детекторът съдържа около 615 t тетрахлоретилен  $C_2Cl_4$ . Част от слънчевите неутрина предизвикват реакцията

<sup>37</sup>Cl 
$$(\nu, e^{-})$$
 <sup>37</sup>Ar (3.34)

Аргоновите атоми могат да бъдат извлечени от обема и по тяхната радиоактивност (те търпят електронен захват с излъчване на Оже електрон) може да се определи количеството им. Реакцията има праг от 0.814 MeV, така че се детектират главно <sup>7</sup>*Be* и <sup>8</sup>*B* неутрина. Средният брой събития за единица време за повече от 20 години наблюдения съставя [Cle98]

$$R_{\rm Cl} = 2.56 \pm 0.16 \pm 0.16 \text{ SNU} \Rightarrow \frac{R_{\rm Cl}}{\text{SSM}} = 0.30 \pm 0.03$$
 (3.34)  
SNU = 10<sup>-36</sup> captures/atom/sec).

Това наблюдение поставя основата на т.нар. проблем със слънчевите неутрина [Bah68, Bah76].

(1

Експериментът в Homestake е първият от няколкото радиохимически експеримента, измервали потока слънчеви неутрина. В началото на 90-те години на XX век започват измервания два други експеримента, използващи  $^{71}Ga$ . Това са SAGE [Abd02] в Баксан, Кабардино-Балкария, Руска федерация (30t метален галий, увеличени по-късно до 57 t) и GALLEX [Ham99] в тунела

под върха Gran Sasso в Италия<sup>8</sup> (30 t GaCl<sub>3</sub>–HCl), наследен по-късно от GNO [Alt05]. GALLEX набира данни от 1991 до 1997 г., след него започва работа GNO и приключва през 2003 г. Използваната реакция е подобна на (3.34), но мишената е  $^{71}Ga$ :

$$^{71}$$
Ga( $\nu, e^{-}$ )  $^{71}$ Ge. (3.35)

Предимството е много по-ниския праг на реакцията от 0.233 MeV, при което се захваща значителна част от спектъра на неутрината от *pp* реакцията. Средната скорост на регистрация на събития, измерена от трите експеримента, е [Alt05, Abd09]:

$$R_{\text{GALLEX+GNO+SAGE}} = 66.1 \pm 3.1$$
 SNU  $\Rightarrow \frac{R_{\text{Ga}}}{\text{SSM}} = 0.52 \pm 0.03.$  (3.36)

Освен радиохимическите експерименти и големи водни Черенковски детектори измерват потока неутрина от Слънцето. Първите са KamiokaNDE (~3000 t вода) [Fuk96] и IMB (~8000 t вода) [Svo87]. Главната цел на създаването и на двата детектора е търсенето на разпад на протона, като "между другото" те регистрират и взаимодействия на слънчеви и атмосферни неутрина. След като анализът на събитията показва сигнал за осцилации, фокусът на експерименталната програма най-вече на KamiokaNDE се премества върху неутринната физика. IMB работи от 1982 до 1991 г. KamiokaNDE работи от 1987 до 1995 г. Наследникът му SuperKamiokaNDE (SK) [Fuk03] е вече около 20 пъти по-голям (~50 kt вода) и оптимизиран за регистриране и на неутринни събития. Той започва набиране на данни през 1996 г. и продължава и сега.

Процесът, чрез който водният Черенковски детектор регистрира потока неутрина, е еластично разсейване от електроните на водата (*elastic scattering*, *ES*):

$$\nu_a + e^- \to \nu_a + e^-. \tag{3.37}$$

Откатният електрон излъчва Черенковско светене във водата, което се детектира чрез фотоумножители. Прагът за детектиране се определя от условията за регистрация и тригерната логика. В KamiokaNDE той е 7.5 MeV, докато в SuperKamiokaNDE е свален до 5 MeV. При такива прагове детекторите са чувствителни само към  $^{8}B$  и *hep* неутрината, като последните са с 2 порядъка по малко.

И трите типа неутрина предизвикват разсейването (3.37) чрез NC взаимодействие. Само  $v_e$ , обаче, се разсейват и чрез зареден ток, поради което тяхното сечение е около 6 пъти по-голямо.

Експериментите представят резултатите си в термините на измерен абсолютен поток неутрина:

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> Там е разположена Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) на Италианския национален институт по ядрена физика (INFN).

$$\Phi_{\text{Kam}} = (2.80 \pm 0.19 \pm 0.33) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1},$$

$$\Phi_{\text{SK}} = (2.35 \pm 0.02 \pm 0.08) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \Rightarrow \frac{\Phi_{\text{SK}}}{\Phi_{\text{SSM}}} = 0.413 \pm 0.014.$$
(3.38)

Уникален по своя замисъл е експериментът в Sudbury, Канада (*Sudbury Neutrino Observatory, SNO*), разположен на повече от 2000 m дълбочина в действаща мина за добив на никел [Ahm01, Ahm02a,b]. При него прозрачна сфера, запълнена с ~1000 t тежка вода  $D_2O$ , се наблюдава от фотоумножители. Експериментът е чувствителен към три различни неутринни реакции:

1. СС разсейване на  $v_e$  от деутрона с праг около 5 MeV:

$$v_e + d \rightarrow p + p + e^-$$

- 2. еластично разсейване (3.37) на  $v_e$ ,  $v_{\mu}$  и  $v_{\tau}$ ; (3.39)
- 3. NC разсейване на  $v_e$ ,  $v_{\mu}$  и  $v_{\tau}$  от деутрона, което причинява разрушаването му (праг 2.225 MeV):

$$v_a + d \rightarrow n + p + v_a$$

SNO започна набиране на данни в края на 1999 г. и приключи в края на 2008 г., преминавайки през няколко фази с различна чувствителност към горните реакции [Ahm04, Aha05]. Неговата уникалност е в това, че може пряко да измери относителния състав на потока неутрина от Слънцето чрез отношението на броя събития от реакцията (3.39-1) и останалите две реакции, както и абсолютния поток неутрина, независимо от типа им. По този начин може да се провери дали  $v_e$ , тръгнали от Слънцето, достигат Земята като  $v_{\mu}$  или  $v_{\tau}$  (т.е. осцилират) или "се губят" по пътя поради някакви други причини. Последните резултати на SNO изглеждат така [Aha07, Aha08]:

$$\Phi_{\rm SNO}^{\rm CC} = \left(1.68^{+0.06}_{-0.06} {}^{+0.08}_{-0.09}\right) \times 10^6 \,{\rm cm}^{-2} \,{\rm s}^{-1} \Rightarrow \frac{\Phi_{\rm SNO}^{\rm CC}}{\Phi_{\rm SSM}} = 0.29 \pm 0.02,$$
  

$$\Phi_{\rm SNO}^{\rm ES} = (2.35 \pm 0.22 \pm 0.15) \times 10^6 \,{\rm cm}^{-2} \,{\rm s}^{-1} \Rightarrow \frac{\Phi_{\rm SNO}^{\rm ES}}{\Phi_{\rm SSM}} = 0.41 \pm 0.05, \qquad (3.40)$$
  

$$\Phi_{\rm SNO}^{\rm NC} = (4.94 \pm 0.21^{+0.38}_{-0.34}) \times 10^6 \,{\rm cm}^{-2} \,{\rm s}^{-1} \Rightarrow \frac{\Phi_{\rm SNO}^{\rm NC}}{\Phi_{\rm SSM}} = 0.87 \pm 0.08.$$

Последният от експериментите, измерващи потока неутрина от Слънцето е Borexino в LNGS [Obe99]. Той представлява съд с ~300 t течен сцинтилатор, в който се детектира реакцията (3.37), предизвикана от моноенергетичните неутрина от <sup>7</sup>Be (0.862 MeV) по енергетическия спектър на откатните електрони.

Експериментът започна набиране на данни през 2007 г. Първите му резултати са публикувани в [Arp08a]. Последните резултати от 192 дена наблюдение са [Arp08b]:

$$R_{\gamma_{Be}} = (49 \pm 3 \pm 4) counts / (day \times 100t) \Rightarrow \frac{R_{\gamma_{Be}}}{SSM} = 0.66 \pm 0.06$$
 (3.41)

С изключение на радиохимическите експерименти, останалите регистрират потока неутрина от Слънцето в реално време, като извличат информация за посоката и енергията на неутрината, както и за вариациите на потока с времето (ден-нощ, годишни изменения), което повишава надеждността на резултатите им.

Накратко резултатите от регистрирането на неутрина от Слънцето могат да се сумират така.

Всички експерименти наблюдават по-малко неутрина – измереният поток е между 30 и 66% от предсказанията на SSM, според който в недрата на Слънцето се раждат само електронни неутрина. Експериментите с различни прагове измерват различен недостиг, което е указание за енергетическа зависимост на явлението.

При отсъствие на осцилации SK и SNO би трябвало да виждат един и същи поток, независимо от реакцията, чрез която той се измерва. Обратно, при наличие на осцилации за наблюдавания брой в единица време от различните реакции (3.39) можем да запишем:

$$\Phi^{CC} = \Phi_e,$$

$$\Phi^{ES} = \Phi_e + r \Phi_{\mu\tau},$$

$$\Phi^{NC} = \Phi_e + \Phi_{\mu\tau},$$

$$r \equiv \sigma_{\mu}/\sigma_e \simeq 0.15$$
(3.42)

където *r* е отношението на сеченията за еластично разсейване от електрони на  $v_{\mu}$  и  $v_{e}$ .

Измерените потоци (3.38) и (3.40) са представени графично с използването на (3.42) на Фиг. 3.4 [Ahm04, Aha05]. Тази фигура е неоспоримо доказателство, че на Земята пристига същият брой неутрина, колкото се предсказва от модела на Слънцето, но част от неутрината са променили типа си по пътя и от  $v_e$  са се превърнали в  $v_{\mu}$  и/или  $v_{\tau}$ .

Анализ на горните резултати в термините на ъгли на смесване и масови разлики е направен в §3.7.



**Фигура 3.4.** Потокът  $\Phi_{\mu\tau}$  от  $v_{\mu}$  и  $v_{\tau}$  като функция на потока  $v_e$  съгласно измерванията на SK (3.38) и SNO (3.40). Потоците, предизвикващи реакциите (3.39) са обозначени с полоси със съответния цвят. Предсказанието на SSM за потока неутрина е представено с прекъснати линии. Извлеченият от комбинирания анализ на данните поток  $\Phi_{\mu\tau}$  е показан с плътните елипси, съответстващи на различни доверителни интервали.

#### 3.3. Атмосферни неутрина

Космическите лъчи взаимодействат с атомите на въздуха от земната атмосфера и генерират широки атмосферни порои. Една от главните компоненти на пороя са пиони и по-малко каони, които се разпадат с излъчването на електронни и мюонни неутрина и антинеутрина (Фиг.3.5). Средната височина, на която се раждат пионите и каоните, е около 15 km.



Фигура 3.5. Схематично изображение на развитието на широк атмосферен порой от космическа частица.

Родените в атмосферата на Земята неутрина могат да бъдат регистрирани от детектори, разположени на значителна дълбочина под земната повърхност, за да се намали фонът от заредените частици в пороя, главно мюони. Регистрирането на неутрината става посредством техните СС-взаимодействия, при които електронните неутрина и антинеутрина раждат електрони и позитрони съответно, а мюонните – отрицателно и положително заредени мюони.

Атмосферните неутрина са регистрирани за пръв път през 60-те години на XX век от подземни експерименти в Южна Африка [Rei65] и в Индия [Ach65], които детектират хоризонтален поток от мюони<sup>9</sup>. Модерни експерименти за регистриране на атмосферните неутрина се построяват през 70-те и 80-те години на същия век. Както споменахме и по-горе, тяхната главна цел е търсенето на

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> Тези експерименти не са имали възможност да определят посоката на вертикално движещите се мюони, поради което не е било възможно да ги асоциират с неутринни взаимодействия.

разпад на нуклона, а неутринните взаимодействия, поне в началото, са странични явления. Строят се два типа детектори: водни Черенковски детектори, в които голям обем вода с висока прозрачност се наблюдава от множество фотоумножители и железни калориметри, които представляват "сандвич" от множество слоеве желязо<sup>10</sup>, между които са разположени плоскости, детектиращи заредени частици.

Водните Черенковски детектори разделят събитията с раждане на електрон/позитрон от тези с раждане на мюон по характеристиките на регистрираните Черенковски пръстени. Електроните генерират лошо очертани дифузни пръстени, докато мюоните генерират пръстени с ясна геометрия. В калориметрите електроните/позитроните генерират електромагнитен каскад, който лесно се отличава от дългите единични траектории на мюоните. По този начин и двата типа детектори могат да определят аромата на неутриното, предизвикало взаимодействието, както и да получат информация за посоката и енергията му от посоката и енергията на родения лептон.

Схемата на генериране и регистриране на атмосферните неутрина от подземни детектори е представена на Фиг. 3.6.



## **Фигура 3.6.** Схема на генерирането и регистрирането на атмосферните неутрина.

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> Използва се желязо поради ниската му цена, тъй като детекторът трябва да има значителна маса (~kt).

Тъй като главният източник на атмосферни неутрина е каскадът от разпадания:

$$\pi \to \mu \nu_{\mu} \to \mu \to e \nu_{\mu} \nu_{e},$$
 (3.43)

то може да се очаква, че съотношението между броя  $v_{\mu}$  и броя  $v_{e}$  е 2:1 :

$$R = \frac{\nu_{\mu} + \nu_{\mu}}{\nu_e + \overline{\nu}_e} \approx 2 \tag{3.44}$$

Различни ефекти модифицират това съотношение за регистрираните неутрина. За по-високоенергетични неутрина, например, това отношение е по-голямо от 2, защото високоенергетичните мюони, родени в пионния разпад, не успяват да се разпаднат до достигането на детектора поради Лоренцовото разтегляне на времето. Поради това експерименталните резултати за R се сравняват с предсказанията на Монте-Карло симулационни модели за генерирането на неутрина в атмосферните порои, предизвикани от космическите лъчи [Bar04, Hon04, Bat03, Liu03, Wen03], т.е измерва се отношението:

$$R_{\mu/e}/R_{\mu/e}^{\rm MC}$$
. (3.45)

Двата най-стари експеримента, използващи железни калориметри, Frejus [Dau95] и NUSEX [Agl89] съобщават, че отношението (3.45) е близко до 1. От друга страна, функциониращите по това време водни Черенковски детектори IMB [Bec92] и KamiokaNDE измерват около 0.6 за същото съотношение, т.е. наблюдават съществен недостиг на мюонни неутрина. Грубото разделяне на събитията на енергии под ~1 GeV и над ~1GeV, направено от KamiokaNDE [Fuk94], потвърждава недостига и в двете извадки. Проблемът е наречен тогава "аномалия в потока атмосферни неутрина". По това време не е било възможно да се определи дали той се дължи на "изгубване" на мюонни неутрина, появяване на електронни неутрина, осцилации или просто е апаратурен ефект, свързан с водните Черенковски броячи. Експерименталните разпределения на KamiokaNDE по зенитен ъгъл (неутрина, идващи "отгоре" и изминали ~10 km до детектора и неутрина, идващи "отдолу" и изминали ~10<sup>4</sup> km, виж Фиг. 3.6) указват на зависимост на ефекта от пробега на неутрината.

Аномалията с атмосферните неутрина намира своето обяснение благодарение на прецизните данни, получени през последното десетилетие от детектора SuperKamiokaNDE и потвърдени от калориметричните детектори от ново поколение Soudan2 [San03] и MACRO [Amb01]. Големият брой детектирани неутринни събития от SK (~10<sup>4</sup>) позволява построяване на разпределения по зенитен ъгъл за различни типове събития и в различни енергетични интервали [Ash05, Hos06, Cra08]. Илюстративни данни са представени на Фиг. 3.7. Непосредствената и най-проста интерпретация на експерименталните резултати е, че родените в земната атмосфера мюонни неутрина променят аромата си (осцилират главно в  $v_{\tau}$ ), докато достигнат до детектора под земната повърхност. По-подробно тази интерпретация ще развием в §3.7.



Фигура 3.7. Разпределение по зенитен ъгъл на различни типове неутринни събития, регистрирани от детектора SuperKamiokaNDE в първия период на набиране на данни (SK–I, май 1996 – юни 2001 г.) и в продължаващия от началото на 2003 г. втори период [Ash05, Hos06, Cra08]. Данните са представени с експерименталните им неопределености, светлите (светлосини) хистограми представят резултатите от Монте-Карло симулациите при отсъствие на осцилации, а по-тъмните хистограми (червени), преминаващи близо до експерименталните точки са резултат от фитиране с предположение за наличие на осцилации (виж §3.7).

#### 3.4. Реакторни неутрина

Активната зона на ядрените реактори е източник на електронни антинеутрина с енергии от порядъка на MeV, излъчвани при  $\beta$ –разпадането на богатите на неутрони продукти на ядреното делене. Инспирирани от аномалията с атмосферните неутрина, в края на XX век няколко експеримента, разположени на разстояние ~10<sup>2</sup> m от реакторите (къси прелетни разстояния)<sup>11</sup>, търсят осцилации на реакторните електронни антинеутрина. Това са експериментите, разположени край ядрените електростанции в Gösgen [Zac86], Красноярск [Vid94], Bugey[Dec95], Palo Verde [Pie02] и Chooz [Apo99, Apo03]. Поради ниската енергия на неутрината евентуални осцилации биха се проявили като енергетически зависим недостиг на потока им. Всички експерименти измерват потока по реакцията на обратния  $\beta$ –разпад:

$$\widetilde{V}_e + p \to e^+ + n \tag{3.46}$$

с регистрация на задържаните съвпадения на сигнала от позитрона и от захвата на неутрона след термализацията му.

Нито един от експериментите не наблюдава намаляване на потока, различно от ефектите на геометрията и поглъщането. Резултатите на четири от тях са представени на Фиг. 3.8 във вид на контури от горни граници (сравни с Фиг. 3.2).



**Фигура 3.8.** Горни граници на 90% CL за вероятността за осцилации (3.13) на  $\tilde{v}_e$  от указаните реакторни експерименти с къси прелетни разстояния.

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> При енергии на неутрината ~MeV и при такива разстояния величината (3.16) е близка до 1, когато  $\Delta m^2$  е близка по порядък до тази за атмосферните неутрина.

По-малки  $\Delta m^2$ , от порядъка на съществените за осцилациите на слънчевите неутрина, могат да се "почувстват", ако експериментът е разположен на разстояния ~10<sup>5</sup> m от реактора. Такъв е експериментът KamLAND [Pie01], разположен на 140 ÷ 344 km от 69 японски и южнокорейски ядрени реактори с обща електрическа мощност 68 GW (~20% от мощността на всички ядрени електроцентрали в света). Детекторът представлява съд с ~1000 t течен сцинтилатор, наблюдаван от фотоумножители. Разположен е в мината Kamioka в Япония<sup>12</sup>. Последните данни от KamLAND от края на 2007 г. са представени на Фиг. 3.9 [Abe08]. Вижда се, че се наблюдава недостиг на  $\tilde{v}_e$ , който зависи от енергията на неурината по начин, съответстващ на хипотезата за неутринни осцилации.



Фигура 3.9. Спектър по енергия на  $\tilde{v}_e$ , регистрирани от KamLAND. Хипотезата за осцилации съответства най-добре на наблюдаваната промяна на спектъра далече от източника [Abe08].

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> На същото място, където е бил разположен детекторът KamiokaNDE.

## 3.5. Експерименти с неутрина от ускорители с малко прелетно разстояние

Сноповете неутрина от ускорители традиционно се формират чрез фокусиране на пионите и каоните, родени от взаимодействието на ускорените протони с неподвижна мишена и последващото им разпадане на мюони и неутрина в относително дълъг (~10<sup>2</sup> m) разпаден тунел<sup>13</sup>:

$$p + \text{target} \rightarrow \pi^{\pm} + X$$

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$$

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_{e}(\bar{\nu}_{e}) + \bar{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu}).$$
(3.47)

Родените мюонни неутрина формират сноп с широко енергетическо разпределение (от няколко GeV до стотици GeV в зависимост от енергията на протоните), на пътя на който се поставят детекторните устройства. Мюоните от пионните и каонните разпади се поглъщат от големи маси пасивно вещество, разположено непосредствено след разпадния тунел. Ако тези мюони бъдат отклонени и спрени по подходящ начин, то последният разпад от веригата (3.47) генерира поток от електронни и мюонни неутрина с енергии ~10 MeV, които също могат да се използват.

Повечето експерименти, търсещи осцилации на неутрина в снопове от ускорители, са разположени на разстояние  $10^2 \div 10^3$  m от разпадния тунел, където броят на неутринните взаимодействия за единица време с детектор с маса ~ $10^3$  kg е все още приемливо число. При такива разстояния и енергии експериментите са чувствителни към  $\Delta m^2 > 1$  eV/c<sup>2</sup>. Както ще видим в §3.7, осцилациите на атмосферните и слънчеви неутрина указват на масови разлики с 3–5 порядъка по-малки. Поради това не е изненадващо, че тези ускорителни експерименти не наблюдават сигнал (с едно изключение, за което ще стане дума по-долу). Експериментите са изброени в Табл. 3.2, където са представени и достигнатите от тях ограничения за съответната вероятност за осцилации (3.13). Всички те, с изключение на КАRMEN, използват снопове неутрина с енергии над няколко GeV. Измежду тях експериментите СНОRUS и NOMAD в CERN достигат до най-ниски горни граници на вероятността  $P_{conv}$  и най-малки стойности на  $\Delta m^2$ .

Единственият позитивен резултат в този тип експерименти е наблюдаван от експеримента LSND (167 t течен сцинтилатор, наблюдаван от фотоумножители) [Ath97], който търси осцилации в сноп неутрина от спрели мюони, генерирани от протонния линеен ускорител в Los Alamos с енергия на ускорените протони 800 MeV. Спектърът на неутрината по енергии е от нула до 53 MeV (половината от масата на мюона). Експериментът наблюдава  $87.9\pm22.4\pm6$  събития над очаквания фон, което съответства на вероятност за  $\tilde{v}_{\mu} \rightarrow \tilde{v}_{e}$  осцилации от (2.64±0.67±0.45)х10<sup>-3</sup> [Agu01].

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> За повече подробности виж §4.2

**Таблица 3.2.** Ускорителни експерименти с късо прелетно разстояние, търсещи осцилации на неутрина и поставените от тях горни граници (90% CL) за вероятността за съответните осцилации. В предпоследната колонка е указана минималната стойност на  $\Delta m^2$ , при която те все още са чувствителни към осцилации с вероятност  $P_{conv} \sim 1$ .

Experiment	Beam	Channel	Limit (90%)	$\Delta m_{\min}^2 (\mathrm{eV}^2)$	Ref.
CDHSW	CERN	$v_{\mu} \rightarrow v_{\mu}$	$P_{\mu\mu} > 0.95$	0.25	[Dyd84b]
E776	BNL	$v_{\mu} \rightarrow v_{e}$	$P_{e\mu} < 1.5 \times 10^{-3}$	0.075	[Bor92]
E734	BNL	$v_{\mu} \rightarrow v_{e}$	$P_{e\mu} < 1.6 \times 10^{-3}$	0.4	[Ahr87]
KARMEN2	Rutherford	$\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_{e}$	$P_{e\mu} < 6.5 \times 10^{-4}$	0.05	[Arm02]
E531	FNAL	$\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$	$P_{\mu\tau} < 2.5 \times 10^{-3}$	0.9	[Rom97, Avv02]
CCFR/NUTEV	FNAL	$v_{\mu} \rightarrow v_{e}$	$P_{\mu e} < 8 \times 10^{-4}$	1.6	[Avv02]
		$\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_{e}$	$P_{\mu e} < 5.5 \times 10^{-4}$	2.4	[Mcf95]
		$\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$	$P_{\mu\tau} < 4 \times 10^{-3}$	1.6	[Non00]
		$\nu_e \rightarrow \nu_\tau$	$P_{e\tau} < 0.1$	20.0	[INap99]
Chorus	CERN	$v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$	$P_{\mu\nu} < 2.2 \text{ x } 10^{-4}$	0.6	[A23]
		$\nu_{\rho} \rightarrow \nu_{\tau}$	$P_{ex} < 2.2 \text{ x } 10^{-2}$	7.5	[A23]
Nomad	CERN	$v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$	$P_{\mu\tau} < 1.7 \times 10^{-4}$	0.7	[Ast01]
		$v_e \rightarrow v_\tau$	$P_{e\tau}^{\mu\nu} < 7.5 \times 10^{-3}$	5.9	[Ast01]
		$\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$	$P_{\mu e} < 6 \times 10^{-4}$	0.4	[Ast01]

Разпределението по енергии на наблюдаваните събития заедно с фитирането му с предположение за осцилации е показано на Фиг. 3.10.



Фигура 3.10. Разпределение по "прелетно разстояние/енергия на неутриното" на наблюдаваните събития с  $\tilde{v}_{\mu} \rightarrow \tilde{v}_{e}$  в експеримента LSND и интерпретацията му като наблюдаване на осцилации [Agu01].

От фитирането на данните следва, че  $\Delta m^2$  е в интервала 0.2–10 eV<sup>2</sup>/c<sup>4</sup> и че най-малко едно неутринно състояние има маса, по-голяма от 0.4 eV<sup>2</sup>/c<sup>4</sup>. Областите с възможни стойности на  $\Delta m^2$  и  $sin^2 2\theta$  са показани на лявата графика на Фиг.3.12.

Резултатите на LSND предизвикаха естествен интерес. Колаборацията КARMEN, провеждаща в това време подобен експеримент на ускорителя ISIS в Rutherford–Appleton Laboratory край Oxford, Великобритания, модернизира експерименталната установка (KARMEN2) и успя да покрие почти цялата област от стойности на параметрите на осцилации, декларирани от LSND. KARMEN2 не наблюдава сигнал за осцилации [Arm02]. Тяхната горна граница (90%CL) е показана на същата графика. Освен това, както ще видим в §3.7, областта от осцилационни параметри, извлечена от данните на LSDN, е много далеч от параметрите на осцилациите, наблюдавани в потока атмосферни и слънчеви неутрина.

Предизвикани от тези противоречиви наблюдения, изследователите от LSND предложиха, построиха и започнаха измервания с нова експериментална установка във Fermilab (Chicago, CAЩ), MiniBOONE, която покрива областта от осцилационни параметри, заявена от LSND, но използва друг сноп в друга енергетическа област и друга експериментална методика. Текущите резултати от техните измервания, заедно с резултатите от съответните фитирания, са представени на Фиг. 3.11 [Agu07].



Фигура 3.11. Разпределение по енергии на регистрираните от MiniBOONE неутринни събития (горе).Разпределение с изваден фон (долу).Измерените разпределения се съгласуват най-добре с предположението за отсъствие на осцилации.

Получените разпределения се съгласуват най-добре с предположението за отсъствие на осцилации. Резултатът на MiniBOONE в термините на горна граница е сравнен с с възможни стойности на  $\Delta m^2$  и  $sin^2 2\theta$  на LSND на дясната графика на Фиг. 3.12 [Agu07]. Както се вижда, нито MiniBOONE, нито КARMEN2 потвърждават наблюдавания от LSND сигнал.



Фигура 3.12. Ляво: Възможни области на параметрите на  $\tilde{v}_{\mu} \rightarrow \tilde{v}_{e}$  осцилации (90% и 99% CL) съгласно експеримента LSND, сравнени с горните граници (90% CL) от KARMEN2, CCFR и Bugey [Arm02]. Дясно: Горни граници от различните анализи на MiniBOONE за  $v_{\mu} \rightarrow v_{e}$ осцилации, сравнени с възможните области за осцилации от LSND [Agu07].

## 3.6. Експерименти с неутрина от ускорители с голямо прелетно разстояние

Наблюдаването на осцилации на атмосферните неутрина мотивира проектирането и строежа на няколко експеримента, които търсят осцилации на мюонни неутрина от ускорител на голямо разстояние от източника им (~10<sup>3</sup> km). При такова разстояние е възможно наблюдаването на сигнал от същите осцилации, които предизвикват аномалията в потока атмосферни неутрина.

Първият от тези експерименти е К2К, използващ неутринен сноп, генеиран от 12 GeV-ния протонен ускорител на КЕК край Токио, насочен към детектора на SuperKamiokaNDE. Прелетното разстояние е около 235 km [Nis97]. Последният анализ на наблюденията от този експеримент показва, че SK регистрира 107 взаимодействия на мюонни неутрина със спрели в обема на детектора мюони, докато очакваният брой без осцилации е 151±11 [Ahn06, Ali05]. Разпределението на събитията по енергия на неутриното е представено на Фиг.3.13 заедно със съответната интерпретация, която потвърждава наличието на осцилации.



Фигура 3.13. Разпределение по енергия на регистрираните от SK събития на взаимодействие на мюонни неутрина от снопа на ускорителя на КЕК. Лявата хистограма (синя) представя очаквания спектър без осцилации, докато дясната (червена), която описва по-добре спектъра, включва осцилации с Δm<sup>2</sup>=2.8x10<sup>-3</sup> eV<sup>2</sup>/c<sup>4</sup> и sin<sup>2</sup>2θ=1 [Ali05].

Експериментът MINOS [Abl05] използва сноп от мюонни неутрина от главния инжектор на ускорителния комплекс на FNAL край Chicago, който взаимодейства най-напред с близко разположен детектор (*near detector*) и след това, прелетявайки разстояние от 730 km, попада в далечния детектор (*far detector*), разположен в мината Soudan. Детекторът е железен калориметър с маса 5.4 kt. Чрез сравняването на сигналите в близкия и далечния детектор може да се установи наличието на осцилации и да се извлекат техните параметри. Последните данни на MINOS са представени на Фиг. 3.14, която демонстрира убедително съществуването на осцилации [Ada08]. Експериментът продължава набирането на данни.

Експериментът OPERA [Gul00a, Coc00] е предназначен за регистриране на осцилации чрез наблюдаване на взаимодействието на  $\tau$ -неутрина, породени в сноп от мюонни неутрина. Неутринният сноп се формира в установката CNGS<sup>14</sup> с използването на ускорените до енергия 450 GeV протони от ускорителят SPS в

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup> CERN Neutrinos to Gran Sasso.

СЕRN. Детекторът е разположен в лабораторията LNGS под върха Gran Sasso в Италия, на разстояние 735 km от CERN. Ако интерпретацията на атмосферната неутринна аномалия е правилна, мюонните неутрина трябва да осцилират в  $v_{\tau}$ , които OPERA да регистрира. Методиката на регистрация е много подобна на тази на експеримента CHORUS (ядрени фотоемулсии) и се базира на натрупания от него опит [Aga09]. OPERA започна работа през 2006 г. Наблюдаваните събития на взаимодействие на  $v_{\mu}$  съответстват на очаквания брой [Acq06], като все още сигнал от взаимодействие на  $v_{\tau}$  (раждане на  $\tau$ -лептон) не е наблюдаван. Очаква се до края на 2009 г. да се натрупа такава статистика, при която вероятността за наблюдаване на поне едно събитие с раждане на  $\tau$ -лептон да е близка до 100%.



Фигура 3.14. Разпределение по енергия на регистрираните от далечния детектор на MINOS събития на взаимодействие на v<sub>µ</sub>. Извлечените осцилационни параметри са показани на графиката. [Ada08]

#### 3.7. Определяне на параметрите на неутринните осцилации

Съвместният анализ на експерименталните резултати, представени в §3.2 ÷ §3.7, недвусмислено показва наличието на явлението неутринни осцилации, т.е. променяне на типа (аромата) на неутрината при тяхното разпространение във вакуум или вещество. Експериментите указват на две области от стойности на съответните масови разлики  $\Delta m^2$  – от порядъка на  $10^{-5} \text{ eV}^2/\text{c}^4$ , определящи осцилациите на слънчевите електронни неутрина и потвърдени от експеримента КаmLAND с реакторни антинеутрина, и от порядъка на  $10^{-3} \text{ eV}^2/\text{c}^4$ , отговорни за осцилациите на атмосферните мюонни неутрина, получили потвърждение от ускорителните експерименти К2К и MINOS. Двете области са свързани с ъгъла *sin* $\theta_{13}$ , който се оказва малък (виж по-долу), поради което в първо приближение те могат да се анализират поотделно в термините на осцилации само на две неутрина.

Експериментално допустимите области от стойности на параметрите на осцилациите на неутрината от Слънцето и уточненията, внесени от KamLAND [Abe08], са представени в Табл. 3.3 и на Фиг. 3.15.

Съществено е да се отбележи, че анализът на недостига на неутрина от Слънцето се прави с привличането на MSW ефекта. При отсъствието на този ефект  $\Delta m^2$  би било от порядъка на  $10^{-11} \text{ eV}^2/\text{c}^4$  и недостъпно за измерване с неутрина от технологични източници.

# **Таблица 3.3.** Области от допустими стойности на параметрите на неутринните осцилации на слънчевите неутрина на ниво 3σ и тяхното уточнение, внесено от експеримента с реакторни антинеутрина КатLAND (KL)

Data set	Range of	Spread in	Range of	Spread in
used	$\Delta m^2_{21}$	$\Delta m_{21}^2$	$\sin^2 \theta_{12}$	$\sin^2 \theta_{12}$
only solar	$(3.3 - 18.4) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$	69%	0.24 - 0.41	26%
solar + 766.3 Ty KL	$(7.2 - 9.2) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$	12%	0.25-0.39	22%
solar(SNO3) + 766.3 Ty KL	$(7.2 - 9.2) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$	12%	0.26-0.37	18%
solar(SNO3) + 3KTy KL	$(7.6 - 8.6) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$	6%	0.26-0.36	16%


Фигура 3.15. Области от допустими стойности на параметрите на неутринните осцилации на слънчевите неутрина с 90%, 95%, 99% и 99.73% CL и тяхното уточнение, внесено от експеримента с реакторни антинеутрина KamLAND

Най-естественото обяснение на аномалията на атмосферните неутрина е осцилации на мюонните неутрина предимно в т-неутрина. Статистически найосигурени са данните от SuperKamiokaNDE. Ускорителните експерименти К2К и MINOS потвърждават отслабване на потока мюонни неутрина извън геометричните ефекти и тези на погъщане. На Фиг. 3.16 са представени контурите на достъпните области на осцилационните параметри<sup>15</sup>, извлечени от анализа на данните за атмосферните неутрина и от споменатите два ускорителни експеримента. Областите се припокриват съвсем добре. Съвместният фит в термините на осцилации на две неутрина дава следните стойности на параметрите [Gon08, Ada08]:

$$|\Delta m^2| = (2.43 \pm 0.13) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 (68\% \text{ C.L.}) ; \sin^2 2\theta > 0.90 (90\% \text{ C.L.}).$$
  
(3.48)

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup> Поради факта, че  $sin^2 2\theta$  се оказва много близък до 1, контурите са представени в пространството на параметрите  $\Delta m^2$  и  $tan^2\theta$ .



Фигура 3.16. Области от допустими стойности на параметрите на атмосферните неутринните осцилации с 90%, 95%, 99% и 99.73% СL. Оцветените области на лявата графика представят резултата от анализа на данните на K2K, а на дясната – на MINOS. Контурите и на двата панела представят допустимите области, извлечени от фита на данните на SK [Gon08].

Нека сега се обърнем към съвместния анализ на всички данни за неутринни осцилации. Смесването на три неутрина се определя от 6 независими параметъра: две от трите масови разлики (3.10), трите Ойлерови ъгъла и комплексната фаза на матрицата U от (3.11). Данните показват, че съществува йерархия в масовите разлики:

$$\Delta m_{21}^2 = \Delta m_{\odot}^2 \ll \Delta m_{\rm atm}^2 = |\Delta m_{31}^2| \simeq |\Delta m_{32}^2|, \qquad (3.49)$$

като тук без ограничение на общността сме приели, че  $\Delta m_{21}^2$  е винаги положително. В зависимост от неизвестния за сега знак на  $\Delta m_{31}^2$  можем да имаме две подредби на масите на неутрината по големина: *нормална*, показана на лявата графика на Фиг. 3.17 и *обърната*, показана на дясната графика на същата фигура. Отново без загуба на общност можем да изберем ъглите  $\theta_{\alpha\beta} \in [0, \pi/2]$ , т.е. в първия квадрант и фазата  $\delta \in [0, 2\pi]$ . Стойностите на самите маси могат да бъдат подредени йерархически, т.е.

$$m_1 \ll m_2 \ll m_3, \quad m_2 \simeq \sqrt{\Delta m_{21}^2} \quad m_3 \simeq \sqrt{\Delta m_{32}^2}$$
 (3.50)

или да са квази-изродени:

$$m_1 \simeq m_2 \simeq m_3 \gg \Delta m_{21}^2, \, \Delta m_{32}^2.$$
 (3.51)



**Фигура 3.17.** *Нормална и обърната подредба на масите на неутрината при смесване на 3 неутрина.* 

Свързващото звено между двете области на осцилации, ъгълът  $\theta_{13}$ , може да бъде оценен от два типа данни: измерванията в реакторните експерименти (където CHOOZ е най-чувствителният експеримент) и осцилациите на слънчевите неутрина.

Йерархията на масите (3.49) ни позволява да запишем вероятността за оцеляване на  $v_e$  в СНООZ във формата (3.25):

$$P_{ee}^{\text{CHOOZ}} = 1 - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right) - \sin^2 2\theta_{13} \left[\cos^2 \theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}\right) + \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E}\right)\right] \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}\right), \qquad (3.52)$$

където е използвано условието (3.23). Вижда се, че регистрираното изменение на енергетическия спектър се определя от  $\Delta m_{31}^2$ , а общото намаляване на потока – от  $\theta_{13}$ .

Вероятността за запазване на слънчевите  $v_e$ , след като е изпълнено условие (3.26) във вида (3.49), може да се запише като:

$$P_{ee}^{3\nu} = \sin^4 \theta_{13} + \cos^4 \theta_{13} P_{ee}^{2\nu} (\Delta m_{21}^2, \theta_{12}), \qquad (3.53)$$

където  $P_{ee}^{2\nu}$  се дава от (3.14).

Резултатите от глобалния фит за шестте осцилационни параметъра с отчитане на всички данни са представени в (3.54) и на Фиг. 3.18 [Gon08].

$$\Delta m_{21}^2 = 7.67_{-0.21}^{+0.22} \begin{pmatrix} +0.67 \\ -0.61 \end{pmatrix} \times 10^{-5} \text{ eV}^2,$$
  

$$\Delta m_{31}^2 = \begin{cases} -2.37 \pm 0.15 \begin{pmatrix} +0.43 \\ -0.46 \end{pmatrix} \times 10^{-3} \text{ eV}^2 & \text{(inverted hierarchy)}, \\ +2.46 \pm 0.15 \begin{pmatrix} +0.47 \\ -0.42 \end{pmatrix} \times 10^{-3} \text{ eV}^2 & \text{(normal hierarchy)}, \end{cases}$$
  

$$\theta_{12} = 34.5 \pm 1.4 \begin{pmatrix} +4.8 \\ -4.0 \end{pmatrix}, & \text{(3.54)}$$
  

$$\theta_{23} = 42.3_{-3.3}^{+5.1} \begin{pmatrix} +11.3 \\ -7.7 \end{pmatrix}, & \text{(3.54)}$$
  

$$\theta_{13} = 0.0_{-0.0}^{+7.9} \begin{pmatrix} +12.9 \\ -0.0 \end{pmatrix}, & \text{(3.56)}.$$

Стойностите на ъглите на смесване и на  $\delta_{CP}$  са в градуси, а неопределеностите в скобите съответстват на  $3\sigma$ .

Както се вижда, масовите разлики и ъглите  $\theta_{12}$  и  $\theta_{23}$  са определени с точност ~5%. За ъгъла  $\theta_{13}$  имаме практически само горна граница, а за СР-нарушаващата фаза  $\delta$  не можем да кажем почти нищо.

В съответствие с (3.54) елементите на PMNS матрицата (3.11) са в следните доверителни интервали (90% *CL*):

$$|U|_{90\%} = \begin{pmatrix} 0.80 \to 0.84 & 0.53 \to 0.60 & 0.00 \to 0.17 \\ 0.29 \to 0.52 & 0.51 \to 0.69 & 0.61 \to 0.76 \\ 0.26 \to 0.50 & 0.46 \to 0.66 & 0.64 \to 0.79 \end{pmatrix}.$$
 (3.55)



Фигура 3.18. Резултати от глобалния фит за шестте осцилационни параметъра в предположение за осцилации на три неутрина. Различно оцветените области съответстват на доверителни интервали от 90%, 95%, 99% и 99.73%. Точките (нормална подредба) и звездичките (обърната подредба) представят стойностите (3.54) на параметрите, минимизиращи  $\chi^2$ .

Накрая ще представим на Фиг. 3.19, заимствана от [PDG08], компилация на данните от почти всички експерименти, допринесли за проясняващата се картина на явлението неутринни осцилации<sup>16</sup>, описано в тази глава.



Фигура 3.19. Области от масови разлики и ъгли на смесване, получени в различните експерименти, изследвали неутринните осцилации. Фигурата е заимствана от Обзора на свойствата на частиците [PDG08], където тя е препечатана от <u>http://hitoshi.berkeley.edu/neutrino</u>

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup> Единствено резултатите на експеримента LSND, които не се потвърждават от KARMEN2 и MiniBOONE (виж §3.5), не могат да бъдат съгласувани със схема за осцилации на три неутрина.

В тази глава разгледахме явлението *неутринни осцилации* главно от експериментална гледна точка. Представихме анализ на данните, основан на хипотезата за смесване на 3 масивни Диракови неутрина. Въпросът за възможните разширения на Стандартния модел, които предлагат механизми за генериране на маси на неутрината, излиза извън рамките на нашето изложение. Тясно свързани с него са и въпросите за природата на неутрината – дали те са Диракови или Майоранови фермиони, както и дали съществуват "стерилни" по отношение на познатите взаимодействия неутрина<sup>17</sup> и т.н. За тези и други въпроси на физиката на масивните неутрина към днешна дата могат да се почерпят сведения от богатата обзорна литература [Bil99, Moh04, Gon08 и цитираните там източници].

Непосредствените задачи пред физиката на масивните неутрина са прецизиране на стойностите на измерените осцилационни параметри и особено измерването на ъгъла  $\theta_{13}$  и СР-нарушаващата фаза  $\delta$ , както и решаването на въпроса с нормалната или инвертирана подредба на масовите състояния (Фиг. 3.17). За тези измервания са необходими значително по-високо интензивни ускорителни неутринни снопове от работещите в момента, както и нови експерименти с реакторни неутрина. Детекторите трябва да са разположени далече от източниците на неутрина и да са достатъчно масивни, за да регистрират нужния брой събития в разумно време (~ 1 година). В Табл. 3.4 [Gon08] са представени основните характеристики на такива експерименти, които са или в процес на конструиране, или се планират в по-отдалечено бъдеще.

# **Таблица 3.4.** Характеристики на някои бъдещи експерименти с голямо прелетно разстояние L. Представени са още средната енергия на неутрината $\langle E_v \rangle$ , мощността на снопа на протонния ускорител в MW, масата на детектора в kt и изследвания тип осцилации [Gon08].

Experiment	L (km)	$\langle E_{\nu} \rangle$	Power (MW)	Mass (kton)	Channel
First-Generation Su	perbeams:				
T2K	295	0.7 GeV	0.8	22.5	$v_{\mu} \rightarrow v_{e,\mu}$
NuMI-OA	700–900	2 GeV	0.4	50	$\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e,\mu}$
Reactor experiment	s:				
D-CHOOZ	1.05	$\sim { m few}~{ m MeV}$	$2 \times 4250$	0.011	$\nu_e \rightarrow \nu_e$
Next-Generation Su	perbeams:				
T2HK	295	0.7 GeV	4	450	$v_{\mu} \rightarrow v_{e,\mu}$
SNuMI-OA	700-900	2 GeV	2	100	$v_{\mu} \rightarrow v_{e,\mu}$
BNL2NUSL	>2500	1 GeV	1	500	$v_{\mu} \rightarrow v_{e,\mu}$
CERN SPL	130	0.4 GeV	4	400	$v_{\mu} \rightarrow v_{e,\mu}$
$\beta$ beam	130-3000	0.2–5 GeV	0.04	400	$v_e \rightarrow v_{e,\mu}$
v factory	700-3000	7–40 GeV	4	50	$v_{e,\mu} \rightarrow v_{e,\mu,\tau}$

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup> Наличието на "стерилни" неутрина се предполага в някои модели, които се опитват да включат и резултата на LSND, който не се вмества в изложената схема само с три "активни" неутрина.

#### Глава 4: Експериментът CHORUS

#### 4.1. Идея и принцип на измерването

Основната идея за търсене на неутринни осцилации от типа  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  в експеримента CHORUS (Фиг. 4.1) е следната. Най-напред се формира интензивен и максимално еднороден сноп от мюонни неутрина. Те прелитат известно разстояние до попадането си в детектора, при което част от тях биха могли да осцилират в т-неутрина. При взаимодействие с вещество посредством зареден ток тези  $v_{\tau}$  раждат т-лептон.

$$\nu_{\mu} + N \to \tau^{-} + X \tag{4.1}$$

В детектора CHORUS се регистрира и визуализира мястото на взаимодействието на  $v_{\tau}$ , раждането на  $\tau$ -лептон и последващият разпад на  $\tau$ -лептона по един от следните канали:

парциална вероятност

$$\tau^- \to \mu^- + \widetilde{\nu}_\mu + \nu_\tau \qquad 18\% \qquad (4.2a)$$

$$\tau^- \to h^- + n\pi^0 + \nu_\tau \qquad 50\% \qquad (4.26)$$

$$\tau^{-} \to \pi^{-} \pi^{+} \pi^{-} + n \pi^{0} + \nu_{\tau}$$
 14% (4.2b)

$$\tau^- \to e^- + \widetilde{\nu}_\mu + \nu_\tau \qquad 18\% \qquad (4.2\Gamma)$$

При средно време на живот на  $\tau$ -лептона 2.9x10<sup>-13</sup> s [PDG08] и типичните енергии на неутрината от снопа средният пробег на  $\tau$ -лептона преди разпадането му е от порядъка на 1 mm. В случаите (4.2a,б,г) имаме следа на заредена частица след точката на взаимодействие, която търпи "счупване" (kink) при разпадането на  $\tau$ , докато в случая (4.2в) имаме "звезда" от 3 следи. Случаят (4.2а) е илюстриран на Фиг. 4.2.

За да се осъществи надеждно регистриране и идентифициране на раждане и разпадане на т-лептон е възприета "хибридна" конфигурация, в която се комбинират детекторни системи от различен тип: ядрена фотоемулсия и електронни детектори<sup>1</sup>. Схематично експерименталният комплекс е показан на Фиг. 4.1.



#### **CHORUS** detector



<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Тук и по-нататък под "електронни детектори" ще разбираме детекторни системи, които формират в реално време електрически сигнали в резултат на преминаването на частици с високи енергии и тези сигнали се записват на постоянни носители по подходящ начин.

Той се състои от мишена, композирана от листове фотоемулсия, система от плоскости от сцинтилационни влакна, разположени в областта на мишената (мишенен координатен детектор), сцинтилационни тригерни ходоскопи, адронен магнитен спектрометър, електромагнитен и адронен калориметър и мюонен спектрометър. Апаратурата се облъчва с неутринен сноп, произведен от комплекса WANF<sup>2</sup> [Acq95] в CERN.

Основният материал на **мишената** е ядрена фотоемулсия с обща маса 770 kg. В нея се регистрират взаимодействията на неутрината от снопа за времето на експониране. Ядрената фотоемулсия дава възможност да се получи тримерна пространствена картина на района на взаимодействието и последващите разпадания на късоживеещите частици с разделителна способност от порядъка на 1 µm и висока плътност на почерняване на следите от заредени частици – около 300 зърна/mm. Ето защо тя е идеален инструмент за увереното регистриране на т-лептони. Това нейно качество е много важно за експеримента СНОRUS, където фоновите взаимодействия на неутрината от снопа са от порядъка на 10<sup>6</sup>.

Реконструкцията и анализът на записаните в емулсията следи се извършва с автоматизирани оптически микроскопски системи за сканиране и последващо оцифроване и филтриране на образите. Тези системи позволяват тримерно възстановяване и визуализиране на следите на частиците, което е съществено за идентифицирането на τ-лептонните разпади. Главен проблем е продължителното време на сканиране на следите в емулсията, което в случая на CHORUS достига години. Ето защо от изключително значение са електронните детектори, които са тригеруеми и записват информация само за интересуващи ни събития. Тази информация подлежи на последващо филтриране, при което остават действително интересните събития. След това електронно възстановените траектории на заредените частици се използват за целеуказване на интересните за сканиране участъци от емулсията и се "съшиват" с намерените там следи. Така получаваме много детайлен образ на мястото на взаимодействието и пространствените характеристики на траекториите на напускащите го частици заедно с кинематичните характеристики и идентификацията на същите тези частици, получени от електронните детектори.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Wide Area Neutrino Facility



**Фигура 4.2.** Схематично изображение на CC- взаимодействие на  $v_{\tau}$  в емулсионната мишена с раждане и последващо разпадане на  $\tau$ -лептон.

Електронните детектори са разположени след мишената от фотоемулсия. Мишенният координатен детектор възстановява траекториите на заредените частици в областта на мишената. Добрата му пространствена разделителна способност е съществена за успешното реконструиране на събитията.

Адронният магнитен спектрометър реконструира траекторията и импулса на заредените адрони, напускащи мишената. Калориметърът измерва енергията и посоката на електромагнитните и адронни лавини (каскади), развили се в него и подпомага също така измерването на траекториите на заредените частици, които са преминали през него без да инициират лавини. Мюонният спектрометър измерва заряда и импулса на мюоните, попаднали в него.

По-надолу ще разгледаме кратко характеристиките на неутринния сноп и на всеки един от детекторите.

#### 4.2. Неутринен сноп

Неутринният сноп, облъчващ детектора CHORUS, се произвежда от комплекса WANF, използващ протонен сноп с енергия 450 GeV от ускорителя SPS в CERN. Схема на комплекса е представена на Фиг. 4.3. Комплексът е съоръжен в CERN в началото на 70-те години на XX век и обслужва ранните неутринни експерименти BEBC, CDHS, CHARM, CHARM II. След съществена

### реконструкция през 1992-3 г. той е пригоден за нуждите на експериментите CHORUS и NOMAD [Acq95].



Фигура 4.3. Схема на разположението на елементите на комплекса WANF. Разстоянията са дадени в метри [Acq95].

Протоните се ускоряват в SPS до енергия 450 GeV за 14.4 s. След това те се извеждат и насочват върху 110 ст дълга берилиева мишена (2.7 дължини на нееластично взаимодействие). Извеждането се осъществява на два пъти по за 6 ms с интервал от 2.7 s между тях. Протоните взаимодействат с мишената, при което се раждат главно пиони и каони. Положителните частици се фокусират в паралелен сноп, а отрицателните се дефокусират от два специални силноточни магнита с импулсно захранване – "хорн" (наречен така поради формата на полюсите му, наподобяващи рог) и рефлектор, разположени на 120 m един от друг. Тръбата между тях е запълнена с хелий с цел намаляване на броя на взаимодействията там. След фокусирането пионите и каоните попадат в 290-метров разпаден тунел, където се формира поток неутрина в резултат на разпадането им. Неразпадналите се адрони се поглъщат още в самото начало от слой от около 370 m желязо и земна маса. Той е достатъчен да спре и найвисоко енергетичните мюони от мезонните разпадания, така че до детектора СНОRUS, разположен на 822 m от берилиевата мишена, достигат само неутрина.

Оста на неутринния сноп се издига под ъгъл от 42 mrad спрямо хоризонталната плоскост. Центровете на детекторите на CHORUS следват този наклон, но самите детектори са разположени вертикално с цел опростяване на поддържащите елементи.

От особена важност за експеримента са съставът и спектърът на неутринния сноп. Снопът се състои преимуществено от  $v_{\mu}$  със средна енергия 27 GeV, значително по-висока от прага за раждане на т-лептон в ССвзаимодействие,  $E_v^{min} = 3.5$  GeV. Те са резултат от разпаданията на положително заредените пиони и каони:

$$\pi^+, K^+ \to \mu^+ + \nu_{\mu}$$
 (4.3)

Той съдържа също така мюонни антинеутрина (5.6%), електронни неутрина (0.9%) и електронни антинеутрина (0.2%). Антинеутрината компонента се дължи на попаднали в разпадния тунел отрицателни мезони въпреки дефокусирането им. Компонентата от електронни неутрина е в резултат на разпадания, подобни на (4.3), но с участието на позитрон. Спектрите на различните компоненти са показани на Фиг. 4.4 [A5]. Те са получени чрез пълно Монте Карло симулиране на неутринния сноп, започвайки от взаимодействието на протоните с енергия 450 GeV с берилиевата мишена. По-късните измерванията на потока неутрина, направени от CHORUS, потвърждават резултатите от симулирането [A20]. На Фиг. 4.4 се вижда и много малък примес от т-неутрина, чието наличие би могло да маскира сигнала от осцилации  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$ . Разглеждането на този въпрос ще отложим до §6.4.

Много често в изложението по-нататък ще представяме сечения за различни процеси, отнесени към пълното сечение за  $v_{\mu}N$  СС–взаимодействие с изоскаларна мишена. Във всички случаи, ако не е специално отбелязано, става въпрос за усредненото по потока неутрина сечение в определен енергетичен интервал. Пълното  $v_{\mu}N$  СС сечение в интервала по енергии 2.5 ÷ 300 GeV е измерено от експеримента NOMAD, който използва същия неутринен сноп [Wu08]. Ние ще използваме по-нататък извлеченото от данните на NOMAD усреднено по потока неутрина сечение в интервала 2.5 ÷ 100 GeV:

$$<\sigma_{CC}(v_{\mu}N)>_{2.5-100 \text{ GeV}} = (18.61\pm0.17)\text{x}10^{-38} \text{ cm}^2 = 186.1\pm1.7 \text{ fb}$$
 (4.4)

#### 4.3. Мишена от ядрена фотоемулсия

Главното отличие на експеримента CHORUS от експериментите с електронно снемане на информацията е в неговата мишенна част, схематично представена на Фиг. 4.5 [Aok00].



Фигура 4.4. Енергетични спектри на различните типове неутрина, присъстващи в снопа на WANF, получени посредством пълно Монте-Карло симулиране на комплекса.

Основният компонент на мишената е 206 литра ядрена фотоемулсия с общо тегло 770 kg. Емулсионният гел<sup>3</sup> се нанася двустранно върху 90 µm дебели пластмасови листа, в слоеве с дебелина по 350 µm, виж Фиг. 4.6. Освен мишенните листа се използват и специални интерфейсни листа с дебелина на пластмасата 800 µm и на емулсията 100 µm. Всеки лист е с размери 71cm х 36cm. 36 мишенни листа и един интерфейсен такъв (наречен "специален лист") се пакетират заедно и вакуумират, формирайки един мишенен пакет с дебелина 2.8cm. Осем пакета се разполагат в една плоскост с размери 1.42 m х 1.44 m, перпендикулярно на неутринния сноп. След тях на разстояние 38 mm се разполагат 2 сменяеми интерфейсни листа, разделени от 10 mm междина. Те са последвани от 4 плоскости от мишенния координатен детектор, който е описан в следващия параграф. Цялата тази структура съставя един мишенен модул. Четири такива модула са разположени по посока на неутринния сноп. След

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Използваните емулсии са два типа: ЕТ-7В, производство на Fuji, Япония (около 75% от цялото количество) и БР-2М, произведена от НИИ "Химфотопроект", Русия.

втория и четвъртия модул се разполагат още по 4 допълнителни плоскости от сцинтилационни влакна за увеличаване на базата, върху която се възстановяват траекториите на частиците, излитащи от емулсията. По този начин се формира "активната" мишена за неутрината. Количеството вещество по посока на снопа съставлява 4 радиационни дължини (радиационната дължина на ядрената фотоемулсия е около 29 mm) и около 0.32 дължини на нееластично адронно взаимодействие.

Специалните интерфейсни листа са пакетирани заедно с основните листа и се обработват заедно с тях. Сменяемите листа, както личи и от названието им, се подменят на определени интервали от набирането на данни. Целта е плътността на следите в тях да не е висока, за да може да се осъществява ефективно търсене на следите на частиците, възстановени от електронните детектори. През първия период на набиране на данни (1994-95 г.) те се подменяха на всеки 3-6 седмици поради тежките фонови условия, обусловени от множеството разсеяни мюони от съседните снопове частици. През втория период на набиране (1996-97 г.) фоновите условия бяха значително подобрени и листата се сменяха само веднъж годишно.

На Фиг.4.7 са представени взаимното разположение на емулсионните листа: основни, специални и сменяеми и първите 4 плоскости сцинтилационни влакна и идеята за целеуказване.

За установяване на взаимното разположение на сменяемите и специалните листа в един модул в поддържащите ги пластмасови държатели са разположени рентгенови радиоактивни източници (месингови цилиндри с радиоактивния изотоп <sup>55</sup>Fe), които предизвикват почерняване в емулсионните листа във вид на петна с диаметър около 1 mm. Относителното разположение на основните 36 листа от модула се установява чрез измерване и напасване на следите на частици, преминаващи през всички тях. Това са главно мюони.

Емулсионните листа и модули се приготвяха в CERN в специално организирана лаборатория. При нормални условия на работа в тази лаборатория се приготвяха и разливаха около 26 литра емулсия на седмица. Приготвянето и пакетирането на всички емулсионни листа в мишената (206 литра емулсия) отнемаше около 3 месеца [Aok00].

Пакетите с основните и специални емулсионни листа се използваха като мишена средно в продължение на две последователни години на набиране на данни, от които около 10 месеца облъчване в неутринния сноп. Специални мерки бяха предприети за намаляване на дифузията на формираните в емулсията скрити изображения преди проявяването им, т.нар "фадинг", който зависи силно от температурата, както и за намаляване на броя на следите от частици, нямащи общо с неутринните взаимодействия (фонови следи). По време на набирането на данни емулсионните модули се разполагаха в специален контейнер, където се поддържа температура (5.0±0.5)°С и относителна влажност 60%, виж Фиг. 4.1.



Фигура 4.5. Схема на разположение на пакетите от емулсионни листа и плоскостите на мишенния координатен детектор в мишенния комплекс. В долната половина на фигурата е показан само половината от мишенния комплекс, включващ 2 пакета емулсионни листа и 16 плоскости сцинтилационни влакна. Указана е ориентацията на влакната в тези плоскости. SS – специални интерфейсни листа, CS – сменяеми интерфейсни листа.



**Фигура 4.6.** Схема и изглед на един лист от основните емулсионни пакети в мишената.



Фигура 4.7. Композиция на мишената на CHORUS. SS, CS – специални и сменяеми интерфейсни листа. Y,Z – ориентация на плоскостите от сцинтилационни влакна.

Възможните източници на фонови следи са околните снопове частици, мюоните от космическите лъчи и радиоактивността в околната среда. Потокът космически мюони е около 180 частици/(m<sup>2</sup>s<sup>2</sup>) за хоризонтална повърхност и наполовина по-малък за вертикална повърхност. Поради това непроявените емулсии се държаха винаги във вертикално положение. По време на годишното прекъсване на работата на ускорителя SPS (около 6 месеца) емулсиите се съхраняваха в екранирано със стоманени листа помещение на 150 m под земята, което намалява фона от космическите лъчи около 1000 пъти.

Радиоактивността в областта на мишената на CHORUS се дължи главно на естествените радиоактивни елементи в строителните материали наоколо. В резултат от тяхното разпадане ниско-енергетични гама-кванти могат да достигнат емулсията и да предизвикват раждането на Комптънови и фотоелектрони в нея. Тези гама-кванти са екранирани чрез разполагането на стоманени листа с дебелина 8 ст около мишената.

Основен източник на фонови високо-енергетични, следователно силнопроникващи мюони са околните снопове частици в експерименталната Западна зала (West Area) на ускорителя SPS и то главно канала X7. Разположението на CHORUS в Западната зала е показано на Фиг. 4.8, където се вижда и траекторията на снопа на Х7. С подходящи ограничения върху работата на този канал потокът мюони от него, преминаващи през мишената на CHORUS, може да се намали значително. Така например при настройка на канала X7 за импулс 100 GeV/с и отрицателни частици той дава фонови следи в областта на мишената около 10 пъти повече, отколкото другите фонови източници. Тези следи могат да се намалят наполовина, ако каналът се настрои за импулс 30 GeV/с и положителни частици. Поради това по време на набирането на данни от CHORUS каналът X7 работеше при импулс под 30 GeV/с и положителна полярност. Мюоните от X7 не съвпадат по време с неутрината от WANF, поради което не предизвикват тригериране на системата за събиране на данни от електронните детектори. Те, обаче, оставят следи в емулсията. Тези следи могат да бъдат отхвърлени при сканирането чрез налагане на изискването ъглите на възстановяваните следи да се отличават от посоката на мюоните от Х7. От друга страна те са полезни за установяване на взаимното разположение на емулсионните листа и за коригиране на евентуалните изкривявания, възникнали в резултат на температурните флуктуации и процеса на проявяване.

Проявяването на експонираните емулсионни листа се извършваше също в CERN във среда с висока влажност и температура от 24°C. За проявител се използва амидол  $C_6H_3(NH_2)_2OH$ . Обработват се около 17 литра емулсия на седмица, което означава около 4 месеца за обработването на всички емулсионни листа от мишената [Aok00].

90



Фигура 4.8. Разположение на детекторите CHORUS и NOMAD в експерименталната зала и посоката на снопа X7, която в номинално положение е обозначена като CALBIRATION BEAM, а при нужда може да се насочва и към CHORUS (TEST BEAM).

#### 4.4. Мишенен координатен детектор

Главната роля на мишенния координатен детектор [Aok94, Ann95, Ann98] е да възстанови траекторията на заредените частици, родени в резултат на взаимодействията на неутрината от снопа в мишената с достатъчна точност, така че да е ясно в кой емулсионен пакет е станало взаимодействието и чрез екстраполиране на възстановените траектории до пресичането им със сменяемите интерфейсни листа (обозначени като CS на фиг. 4.5) да очертае колкото се може по-малка площ за сканиране от автоматизираните микроскопски системи. За негов активен елемент са избрани сцинтилационни влакна с диаметър 500 µm, които позволяват постигането на добра пространствена разделителна способност и добро разделяне на близко разположени следи. Седем слоя от сцинтилационни влакна с дължина 2.3 m всяко едно (1.6 m детектираща част и 0.7 m, играещи ролята на световод) се слепват заедно в шахматна геометрия и формират една обща детекторна плоскост, Фиг. 4.9. Общо 32 такива плоскости са разположени в мишенната част с редуваща се ориентация<sup>4</sup> на влакната:  $Y, Z, Y^{\pm}, Z^{\pm}$  (завъртени на ъгъл  $\pm 8^{\circ}$  по отношение на Y,Z) и т.н. Всяка плоскост се състои от 22400 влакна. Общата лължина на всичките 716800 влакна е около 1720 km.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Координатната система на CHORUS е с хоризонтална ос X по посока на снопа, ос Z, сочеща във вертикална посока нагоре и хоризонтална ос Y, насочена така, че да се получи дясна тройка.





Фигура 4.9. Фотография на един сноп от сцинтилационните влакна. Вижда се и събирането им в един оптичен модул. Показан е и начинът на изграждане на една плоскост от 7 слоя влакна.

Разстоянието между даден емулсионен пакет и следващите го плоскости от мишенния координатен детектор е около 40 mm. То е избрано като компромис между две противоположни изисквания: добро разделяне на близко разположени следи и максимална точност при екстраполиране на следите върху интерфейсните емулсионни листа.

Регистрирането на сцинтилациите в сцинтилационните влакна се осъществява от специално конструирана оптоелектронна система. Оптоелектронната технология позволява да се конструира оптимална по отношение на цената за канал система за снемане на информацията. Влакната от една плоскост се групират в общ канал за снемане на информацията, състоящ се от четири оптични усилвателя и ССD камера. Един от оптичните усилватели е тригеруем. Светлинният сигнал от сцинтилациите в съответните влакна, съответстващи на интересуващо ни събитие, се усилва и попада на ССD матрицата, след което се оцифрова и записва. Схемата е показана на Фиг. 4.10. Специална система от 45 влакна с диаметър 127 µm, осветявани от светодиоди в импулсен режим, служи за вътрешна юстировка и калибровка на системата и



Фигура 4.10. Схема на оптоелектронната система за регистриране на светлината и записване на информацията от сцинтилационните влакна. MCP - микроканална пластинка.



Фигура 4.11. Типична конфигурация на сигналите в ССД матрицата от една плоскост от сцинтилационни влакна при преминаване през нея на мюон от космическите лъчи. Координатите по двете оси са в пиксели, като един пиксел съответства на размери в пространството x=145 µm и y=209 µm. Степента на потъмняване на пикселите съответства на големината на амплитудата на сигнала. Малките черни точки изобразяват границите на плоскостта, определени от системата за вътрешна юстировка.

мониториране на нейната работоспособност. Сравнявайки действителното разположение на влакната за калибровка и техните образи върху ССD матрицата се достига пространствена юстировка в перпендикулярно на неутринния сноп направление с точност  $\sigma \sim 110 \ \mu m$ . Типичен образ на следа на мюон от космичното лъчение, преминал през една плоскост от влакна, е показан на Фиг.4.11. Подобни следи, както и тези на мюони от съседните ускорителни канали, са използвани за изчисляване на неопределеността в екстраполирането на следите на регистрираните в мишенния детектор частици към интерфейсните емулсионни листа. От сравняването на измерените в емулсията следи с предсказанията на мишенния детектор са извлечени неопределеностите по пространствени и ъглови координати. Те са съответно  $\sigma \sim 150 \ \mu m$  и  $\sigma \sim 2.5 \ mrad$ .

#### 4.5. Адронен магнитен спекторметър

Адронният магнитен спектрометър (Фиг. 4.12) е разположен непосредствено след мишената и се състои от магнит с шестоъгълна форма, 6 плоскости от сцинтилационни влакна, аналогични на тези от мишенния координатен детектор и 3 емулсионни модула (монтирани за втория период на набиране на данни, 1996-97 г.). Предназначението му е да измерва заряда и импулса на частиците, излитащи от мишената и преди те да попаднат в калориметъра (където почти всички "загиват"). Спектрометърът е разположен в същия контейнер, както и мишенните емулсионни слоеве, където се поддържа температура от 5° С.

Основен елемент на спектрометъра е електромагнит с шестоъгълна форма без феритна сърцевина и магнитопровод (Фиг. 4.13). Той има специфична конструкция, която удовлетворява необичайните изисквания към него: много нисък интензитет на разсеяното магнитно поле, за да не пречи на работата на електростатичните оптични усилватели; ограничена дължина, за да не се намалява захвата на следващите го калориметър и мюонен спектрометър и малко количество вещество по пътя на частиците. Конструкцията на електромагнита е показана на Фиг. 4.14. Тя се състои от 6 равностранни триъгълника със страни по 1.5 m и дебелина по снопа 0.75 m, закрепени вътре в поддържащ цилиндър с диаметър 3.6 m. Намотки от тънки алуминиеви ленти покриват площта на триъгълниците и създават във всеки от тях хомогенно магнитно поле, успоредно на външната страна на триъгълника, без радиална зависимост. При тази конструкция количеството вещество по пътя на частиците не надвишава 0.08 от радиационната дължина. Шестте "спици", формирани от допиращите се страни на триъгълниците, представляват "мъртви" зони, където липсва магнитно поле. Поради това геометричния захват на спектрометъра за частици с импулси в интервала 2.5 ÷ 10 GeV/с е около 85%. Токът в намотките на електромагнита се подава импулсно с фактор на запълване ~4x10<sup>-3</sup>, който е съгласуван с времевата

структура на неутринния сноп. Създаденото поле е с индукция 0.12 T, разсеяното поле е ~ 1.5 Gs на разстояние 1.5 ст от повърхността на магнита.



Фигура 4.12. Схема на адронния магнитен спектрометър. DT1, DT2, DT3 – модули от сцинтилационни влакна; ET0, ET1, ET2 – пакети от емулсионни листа; T1, T2 – тригерни сцинтилационни ходоскопи.

Изразходваната електрическа мощност е около 15 kW и тя се превръща в топлина. Плътното разположение на детекторите преди и след магнита изисква принудително охлаждане за отвеждане на тази топлина. То се постига с продухването на студен въздух покрай повърхностите на триъгълниците от вътрешната им страна, който след това се събира и отвежда от контейнера, в който е разположен магнита. Повече подробности за конструкцията и техническите параметри на електромагнита могат да се видят в [Ber95].

Координатните детектори на спектрометъра са няколко типа. За измерване на координатите на влитащите и излитащи частици в реално време се използват 6 плоскости от сцинтилационни влакна, обединени в три модула по две плоскости: един преди електромагнита и два след него. Плоскостите имат същата шестоъгълна геометрия, както и електромагнита и са съставени от по три



Фигура 4.13. Скица на безжелезния магнит с шестоъгълна форма.



## Фигура 4.14. Схема на един модул от сцинтилационни влакна в адронния магнитен спектрометър. Модулът се състои от 2 завъртени на 60° една спрямо друга плоскости, всяка от които е съставена от три сборки влакна.

сборки влакна, както е показано на Фиг. 4.14. Сборките са аналогични на тези, изграждащи мишенния координатен детектор. Втората плоскост от модула е завъртяна на 60° спрямо първата, което дава възможност да се измерят две независими координати от траекторията на преминаващата през модула частица.

За допълване на броя измерени точки от траекториите на излитащите от спектрометъра частици в пространството след тригерния ходоскоп Н (обозначен като T2 на Фиг. 4.12) и преди калориметъра бяха разположени 6 плоскости от стримерни тръбички, аналогични на тези в мюонния спектрометър (виж §4.7) в първия период на набиране на данни (1994-5 г.), а след това те бяха заменени с 18 плоскости от дрейфови тръбички, съставляващи т.нар. камери от тип "пчелна пита". Техните конструкция и характеристики са описани в [Uit98]. Третият тип детектори са емулсионните модули ЕТО, ЕТ1, ЕТ2 (виж Фиг. 4.12), монтирани през втория период на набиране на данни (1996-7 г.) [Aok02]. Целта е да се подобри точността на измерване на импулса на заредените частици и да се разшири обхвата на спектрометъра от 10 до 30 GeV/c, където попадат 26% от събитията от тип (4.26). ЕТО е монтиран веднага след мишенния координатен детектор, а ET1 и ET2 се разполагат непосредствено преди и след електромагнита. ЕТО е съставен от 8 разположени един до друг емулсионни листа с размери 74х37сm<sup>2</sup>, докато ЕТ1 и ЕТ2 имат по 18 такива листа. Основата им е от 800 µm дебел плексиглас, който е покрит от двете страни с емулсионен слой с дебелина 70 µm. Листовете са прикрепени към и вакуумирани заедно с 20 тт дебела пластмасова основа, наподобяваща пчелна пита (с цел намаляване на количеството вещество по пътя на частиците). Листата се сменяха два пъти годишно, за да не се позволи натрупването на много следи на частици в тях, което би довело до проблеми при анализа на събитията.

Разделителната способност по импулси на магнитния спектрометър може да се представи като квадратична сума от два члена: постоянен, който се дължи на многократното Кулоново разсейване на частиците във веществото и който се оценява на около 22% и член, пропорционален на импулса, който се дължи на неопределеностите в измерването на координатите на частиците преди и след магнита. Имайки предвид пространствената разделителна способност на плоскостите от сцинтилационни влакна, този член би трябвало да бъде  $\Delta p/p =$ 2.5% x p GeV/c. Фиг. 4.15 представя средно-квадратичното отклонение на разпределението на разликата между измерените импулси от магнитния и мюонния спектрометри за едни и същи частици (в случая – мюони) като функция на импулса им. Това разпределение се описва добре от конволюция на известното разделяне на мюонния спектрометър ( $\Delta p/p \sim 7\%$  под 6 GeV/c, където импулсът се измерва по пробега на мюоните във веществото на мюонния спектрометър и  $\Delta p/p \sim 16.5\% x p$  GeV/с над тази стойност, където импулсът се определя от закривяването на траекторията на частицата в магнитното му поле) и разделяне на адронния магнитен спектрометър, описващо се с формулата  $\Delta p/p$ = 3.5% *х р* GeV/с. При такова разделяне знакът на заряда на частици с импулс 5 GeV/с се определя с достоверност, по-добра от 99.73 % (3 стандартни отклонения). Разликата между очакваната стойност 2.5% на коефициента и измерената стойност 3.5 % най-вероятно се дължи на неидеалната успоредност

на повърхностите на триъгълните намотки и на ефектите на температурно разширение при импулсното захранване на електромагнита.

Емулсионните листа около електромагнита подобряват значително тази точност, което беше и целта на тяхното инсталиране. С цел икономия на ресурси и време на автоматично сканиране се подлагат само областите, където има предсказани следи от събития, които биха могли да са разпадания на т-лептон. Областта на сканиране е ограничена до площ с размери 2x2 mm<sup>2</sup> около точката на пресичане на траекторията на заредената частица с плоскостта на емулсионния лист, предсказана от детектора от сцинтилационни влакна. След това измерените координати в трите модула ET0, ET 1 и ET2 се сравняват с координатите на частици, които практически не търпят отклонение в полето на електромагнита. Това са мюони, чиито импулси, измерени в мюонния спектрометър, надвишават 30 GeV/с. Относителната точност на тези измервания е около 5 µm, което позволява да се възстанови импулса на интересуващата ни частица с точност около 22% при импулс 10 GeV/c, което е около 2 пъти по добре от 45%-ната точност, която дават сцинтилационните влакна (виж Фиг.4.15). Освен това става възможно и измерването на импулси до около 30 GeV/с, където разделителната способност е между 26% и 37%, в зависимост от качеството на сканираните следи.



Фигура 4.15. Разделителна способност по импулси на адронния магнитен спектрометър при измерване на координатите на преминаващите през него частици в модулите от сцинтилационни влакна.

#### 4.6. Калориметър

Задачата на калориметъра, разположен след адронния магнитен спектрометър, е да измери енергията и направлението на каскадите, инициирани от адроните, които попадат в него, както и да измерва траекторията на преминаващите мюони. Това е необходимо, за да могат да се отбират ефективно интересните за сканиране и анализ събития по техните кинематични характеристики и да се потиска фонът. Около 90% от родените в неутринните взаимодействия адрони имат импулси под 5 GeV/c, което налага определени изисквания към конструкцията на калориметъра. Тя е избрана от типа "спагети" [Асо91] и е едно от първите пълномащабни приложения на такава конструкция. Впоследствие подобен тип конструкции получиха широко разпространение. При тях сцинтилационни влакна с определен диаметър (в нашия случай 1 mm) са пресовани в матрица от олово. Оловото служи като пасивен материал за развитие на каскада, докато заредените частици от лавината предизвикват сцинтилации във влакната. Съотношението олово:сцинтилатор в калориметъра на CHORUS е 4:1 обемни части, което осигурява достатъчно често измерване на броя заредени частици в лавината и добра компенсация, а оттам и добра разделителна способност по енергии. Влакната са разположени перпендикулярно на неутринния сноп, което осигурява добра пространствена разделителна способност. Калориметърът е изграден от отделни модули (Фиг.4.16) с различна ширина. Модулите формират три секции по продължение на снопа, наречени EM, HAD1 и HAD2. EM и HAD1 са направени от олово и сцинтилационни влакна, докато HAD2 има структура на "сандвич" от оловни плоскости и сцинтилационни ленти, като отношението 4:1 е запазено. Количеството вещество по пътя на частиците в калориметъра съставлява 144 радиационни дължини и 5.2 дължини на взаимодействие. Това осигурява 99%-но поглъщане на енергията на каскад, иницииран от пион с импулс 5 GeV/c. Масата на калориметъра е около 112 t.

Първата секция, ЕМ, измерва електромагнитната компонента на адронния каскад. Тя се състои от четири плоскости, всяка съставена от 31 модула. В първите две плоскости модулите са разположени хоризонтално, в следващите две – вертикално. Модулите са направени от екструдирани листове олово с добавка от 1% антимон за по-добра механична устойчивост и с дебелина 1.9 mm, на повърхността на които са издълбани канавки с диаметър 1.1 mm за разполагане на сцинтилационните влакна. Всеки модул се състои от 21 листа, слепени заедно, като в канавките са разположени 740 влакна. Размерите му са: дължина 2620 mm, ширина 82.4 mm, дебелина по снопа 40 mm. Влакната от двата края на модула са събрани в по два снопа от всяка страна, светлината от които чрез пластмасови световоди се подава на фотоумножители с диаметър на катода 1". Секцията HAD1 се състои от три плоскости с хоризонтално разположени модули и две с вертикално разположение. Всяка плоскост е формирана от 40 модула, подобни по конструкция на тези в ЕМ, но направени от 43 оловни листа, като модулите са и малко по-дълги – дължината им е 3350 mm. В един модул имаме 1554 влакна, светлината от които се събира на фотоумножители с диаметър на катода 2" от двете страни на модула.



Фигура 4.16. Аксонометрична схема на калориметъра на CHORUS.

Секцията HAD2 също има 5 плоскости – 3 с вертикално и 2 с хоризонтално разположени модули, по 18 във всяка, всичко 90. Всеки модул представлява "сандвич" от 5 слоя, съставени от оловна лента с размер 3690x200x16 mm<sup>3</sup> и две долепени сцинтилаторни ленти с размери 3714x100x4 mm<sup>3</sup>. "Сандвичът" е затворен в стоманен кожух. Светлината от 10-те сцинтилаторни ленти се подава на два 2" фотоумножителя от всяка страна, общо 4 фотоумножителя в един модул. Конструктивните параметри на калориметъра са сумирани в Табл. 4.1.

Общият брой фотоумножители в калориметъра е 1256. Сигналът от всеки един от тях се оцифрова от 8 битови аналого-цифрови преобразуватели с два динамични обхвата: тесен и широк. Отношението между чувствителностите на каналите на АЦП в двата обхвата е регулируемо и е избрано 1:20 за всички АЦП. Точната стойност на чувствителността на каналите в двата обхвата се определя експериментално и се следи постоянно посредством сигналите от космическите мюони.

Между модулите на калориметъра са разположени и 22 плоскости от стримерни тръбички, аналогични на тези в мюонния спектрометър (§4.7). Те се използват главно за по-прецизно проследяване на траекторията на мюоните, които преминават през калориметъра и попадат в мюонния спектрометър.

	$\mathbf{E}\mathbf{M}$	H1	H2	Total
Depth: $X_{\circ}(\lambda_{int})$	21.5 (0.78)	55.2 (2.0)	67.1 (2.44)	143.8 (5.22)
Number of planes	4	5	5	14
Number of modules	124	200	90	414
Module dimensions (cm <sup>3</sup> )	$4 \times 8 \times 262$	$8 \times 8 \times 335$	10  imes 20  imes 369	_
PM per module	4	2	4	
Total number of PM	496	400	360	1256
PM type	Hamamatsu R1355/SM	Thorn–EMI 9839A	Thorn–EMI 9839A	_
Fiber/strip type	Kuraray SCS-F81	Bicron BCF-12	Bicron BC-408 (strips)	
Number of fibers/strips	93000	310800	900	
Total fiber/strip length (km)	283	1165	3	
Pb weight (tons)	9.7	42	60	111.7

Таблица 4.1. Характеристики на калориметъра на CHORUS.

Характеристиките на калориметъра са изследвани в специален тестов сноп от частици с фиксиран импулс, формиран от канала X7. За целта калориметърът се преместваше по релси на няколко метра от номиналното му разположение в детектора CHORUS, за да попада снопа от канала X7 в него (виж Фиг. 4.8). Откликът на калориметъра при попадане на електрони е изследван в интервала импулси 2.5 – 10 GeV/c, който съответства на спектъра на частиците от неутринните взаимодействия. Разделителната способност по енергии като функция на енергията на електроните е показана графично на Фиг. 4.17 и се описва добре с формулата:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(13.8 \pm 0.9)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + (-0.2 \pm 0.4)\% .$$
(4.5)

При попадане на електроните в различни части на калориметъра се забелязва известна нееднородност на отклика му, която не превишава 5%. Откликът за адрони е изучаван в пионен сноп с импулс в интервала 3 – 20 GeV/c. Сигналът зависи линейно от енергията в рамките на ±2% дори и при найвисоките импулси. Разделянето по енергии е показано на Фиг. 4.18, като правата линия е с уравнение:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(32.3 \pm 2.4)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + (1.4 \pm 0.7)\% .$$
(4.6)

Нееднородността на отклика в адронния случай не превишава 2% поради по-големия брой модули на калориметъра, които "се засветват" от адронния каскад. И двете зависимости (4.4) и (4.5) се съгласуват добре с направените Монте-Карло симулации. Пример за такава симулация е показан на Фиг. 4.19, направена с пакета *EFICASS* (виж §5.8).

Конструкцията, калибровката и тестовите измервания на калориметъра са описани подробно в [Вио94, Dic96].



Фигура 4.17. Разделителна способност на калориметъра по енергии за електрони/позитрони и фотони.



Фигура 4.18. Разделителна способност на калориметъра по енергии за адрони.



Фигура 4.19. Монте-Карло симулация с програмния пакет EFICASS на каскад в калориметъра, предизвикан от пион с импулс 3 GeV/с. Плътните линии представят траекториите на заредените частици, а прекъснатите – на неутралните.

#### 4.7. Мюонен спектрометър

Ролята на последния елемент от детектора CHORUS – мюонния спектрометър е да идентифицира попадналите в него мюони и да измерва заряда и импулса им. Разположеният пред него калориметър със своите 5.2 дължини на взаимодействие филтрира почти всички частици, родени при взаимодействията на неутрината от снопа с мишената, освен мюоните с импулс над 1.5 GeV/с. Спектрометърът (Фиг. 4.20) е конструиран от 6 магнита<sup>5</sup> с желязна сърцевина, в която се създава тороидално по форма магнитно поле и 7 модула от координатни детектори, които включват планарни дрейфови камери и плоскости от стримерни тръбички. Всеки магнит е конструиран от 20 отделни железни диска с дебелина 2.5 cm и диаметър 3.75 m, между които са разположени плоскости от сцинтилаторни ленти с дебелина 5 mm, които регистрират преминаващите през тях заредени частици. Дисковете се намагнитват от 4 медни намотки, които преминават през централен отвор с диаметър 8.5 cm и по които тече ток от 700 А. Посоката на тока е такава, че отрицателно заредените частици се фокусират, т.е. се отклоняват към центъра на магнита. Полето в желязото е азимутално симетрично и варира с около 25% по протежение на радиуса на модула, като осигурява около 0.85 Т.т отклоняваща сила във всеки модул [Blo90]. Масата на един модул е около 43 t. Модулите са разположени на разстояние 120.8 ст един от друг по протежение на снопа, като центровете им следват ъгъла на издигане на неутринния сноп от 42 mrad.

Координатните детектори на спектрометъра са групирани в 7 модула, разположени пред, зад и в междините между магнитите. Във всеки модул има по една планарна дрейфова камера и осем плоскости от стримерни тръбички. Дрейфовите камери [Mar77, Hol78] са работели преди това в детектора CDHS, а стримерните плоскости са "наследени" от експеримента CHARM II [Dew89].

Всяка дрейфова камера е съставена от 3 шестоъгълни плоскости от 62 успоредни анодни нишки, завъртени на 60° една спрямо друга, като нишките в последната плоскост са хоризонтални. Диаметърът на нишките е 40 µm, а дължината им – 375 cm. Анодните нишки са разположени на разстояние 6 cm една от друга, като между всеки две анодни нишки е разположена една катодна такава. Камерите се запълват с газова смес, съставена от 60% аргон и 40% етан. Потенциалът на анодните нишки спрямо земя е 3700 V, а на катодните е –1000 V. Осигуряването на хомогенно електрично поле по цялата дължина на дрейф на електроните към анодните нишки (~ 3 cm) се постига с разполагането на допълнителни формиращи нишкови електроди. Дрейфовата скорост на електроните в така избраните газова смес и работно напрежение е 5.3 cm/µs. Сигналите от анодните нишки се усилват и подават на време-цифрови преобразуватели (ВЦП) с разделително време 10 ns, работещи в режим на общ стоп. Точността на измерване на координатата на преминала през камерата заредена частица е около 1 mm, а ефективността на регистрация – по-добра от 99%. Използвайки сигналите само от трите плоскости на дадена камера,

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Магнитите са използвани преди това от експериментите CDHS [Hol78, Blo90] и CHARM II [Dew86, Dew88, Gei93].



Фигура 4.20. Аксонометрична скица на мюонния спектрометър (горе) и на един негов модул (долу).

типичната за дрейфовите камери ляво-дясна нееднозначност може да бъде "разплетена" за 83% от следите.

След всяка дрейфова камера следва пакет от 8 плоскости от стримерни тръбички. Те измерват траекториите на частиците в дадената междина и спомагат за "разплитането" на споменатата по-горе нееднозначност. Една плоскост съдържа 352 тръбички от поливинилхлорид (PVC) с квадратно сечение с вътрешен размер 9 x 9 mm<sup>2</sup>, в центровете на които са разположени сигналните анодни нишки. Ефективното разстояние между нишките е 10.5 mm. Размерът на една плоскост е 367 х 367 cm<sup>2</sup>. Тръбичките се запълват с газова смес от 27% аргон, 73% изобутан и 0.4% водни пари. Последните се добавят за предотвратяване на отлагането на органични съединения по нишките. Вътрешната повърхност на тръбичките е покрита с тънък слой графит, върху който се подава положително напрежение от 4300 V. Сигналните нишки са при нулев спрямо земя потенциал и са съединени директно с регистриращата електроника. Към плоскостите от тръбички са добавени и плоскости от широки 18 mm катодни ленти, разположени перпендикулярно на нишките. От тях се снема индуцираният при развитието на стримера в газа сигнал и по този начин е възможно измерването на координатата и по дължината на нишката. Последователните плоскости от тръбички имат перпендикулярно ориентирани нишки. При преминаването на заредена частица през пакета от 8 плоскости могат да се измерят по осем координати в двете взаимно перпендикулярни проекции, ако ефективността е 100%. На практика мюоните, преминаващи през спектрометъра предизвикват в един модул средно 3.6 сигнала в анодните нишки и 3.2 сигнала в катодните ленти във всяка от проекциите, като измерената ефективност е (90±2)% за плоскост и съответства на геометрията на тръбичките, чиято активна площ перпендикулярно на снопа е  $\sim 9/10.5 = 86\%$ .

В мюонния спектрометър са разположени 56 стримерни плоскости с общо 19712 сигнални нишки. Четенето на информацията от тях е организирано чрез мултиплексиране на сигналите от нишките с цел намаляване на количеството електронни канали. Това не води до загуба на информация поради малкия брой частици, които достигат до спектрометъра при взаимодействие на неутрината в мишената. Схемата е следната. В прости регистри се записват номерата на нишките, които са дали сигнал. Допълнително, за подобряване на пространствената точност, се измерва и времето на дрейф на йонизационните електрони към нишките. Скоростта на дрейф е 5 µm/ns, което води до максимално време на дрейф от 90 ns. Сигналите от 8 последователни нишки се комбинират в един електронен канал за измерване на времето на дрейф, формирайки 44 канала в една плоскост. От своя страна сигналите от 4 последователни канала се мултиплексират и подават на входа на един ВЦП с разделително време 10 ns. Използваните ВЦП са същите, както и за дрейфовите камери. Мултиплексирането се осъществява чрез изкуственото задържане на четирите сигнала с по около 300 ns един спрямо друг. По този начин каналът, който е дал информация, може да бъде идентифициран по времето на пристигане на сигнала. Въведените закъснения се измерват периодично по време на набирането на данни. Координатната разделителна способност, достигната по

този начин на измерване на времето на дрейф е около 0.8 mm, значително подобра от точността от ~3 mm, осигурявана само от регистрирането на номера на сработилата нишка.

Сигналите от всичките 9744 катодни ленти на 56-те стримерни плоскости се подават на индивидуални 8-битови АЦП с два динамични обхвата, подобни на тези, използвани в калориметъра. Клъстерите от няколко последователни ленти, в които е индуциран заряд от преминаването на заредена частица през камерата и развитието на стример, се анализират с цел измерване на съответната координата по центъра на тежестта на разпределението на заряда. Обикновено около 95% от индуцирания заряд е върху централните 3 ленти от клъстера. Поради това центърът на тежестта се изчислява с използването само на лентата с максимален заряд и двете й съседни. Постигнатата по този метод разделителна способност е ~ 2.4 mm (r.m.s.). Тя е достатъчна за "разплитането" на ляводясната нееднозначност при измерването на времето на дрейф в стримерните тръбички и подпомага, също така, измерването на траекториите на частиците в координатните модули.

Сигналите от разположените между дисковете на магнитите сцинтилатори се използват за формиране на тригерни решения, за измерване на частта от високо-енергетичен адронен каскад, който не се е погълнал напълно в калориметъра, а също така и за определяне на пробега на ниско-енергетичните мюони (< 5 GeV/c) в първите два магнита. Сцинтилаторните плоскости се състоят от 24 ленти с ширина по 15 cm, като всяка лента е разделена оптически на две половини чрез огледало по средата и фактически представлява два независими сцинтилатора. Лентите в 5 последователни плоскости са разположени по един и същ начин (вертикално или хоризонтално). Каналите за снемане на информация се формират като светлината от съответната страна на 5 разположени една след друга по снопа ленти се събира върху един фотоумножител [Blo90]. По този начин 5 последователни плоскости, които имат една и съща ориентация на лентите, образуват 24x2=48 канала. Всеки магнит има по 4 групи такива плоскости: две с вертикална и две с хоризонтална ориентация на лентите. Сигналите от фотоумножителите от противоположните страни на сцинтилаторните плоскости се сумират и се подават на АЦП (90% от заряда) и към тригерните формирователи (10% от заряда). Ефективността на тригерните сигнали е близка да 100%.

За изучаване на характеристиките на мюонния спектрометър е използван специален сноп от мюони с импулс 75 GeV/c. Поради енергетичните загуби в компонентите на експерименталната апаратура преди мюонния спектрометър импулсът им при влитане в спектрометъра е около 71 GeV/c. При този импулс е измерена разделителната способност по импулси на спектрометъра, като оценка за точността на измерването при други импулси е получена от Монте-Карло симулации с програмния пакет EFICASS. Резултатите са представени на Фиг.4.21. Измерената разделителна способност при 71 GeV/c е с около 2% полоша, отколкото предсказаната от симулационните пресмятания. Една възможна причина за това е малко остатъчно "разминаване" в юстировката на дрейфовите камери по експерименталните данни (при симулациите всички детектори са идеално юстирани, разбира се). При ниски импулси (1 – 5 GeV/c) импулсът се

определя по дължината на пробега на мюоните във веществото на спектрометъра. Около 6% от импулсите на родените в неутринните взаимодействия мюони попадат в тази област. Данните за тях, представени на Фиг. 4.21, са получени посредством сравняването на номиналната стойност на импулса и определената по пробега такава за симулирани събития.



Фигура 4.21. Разделителна способност по импулси на мюонния спектрометър в зависимост от импулса на мюоните. Плътните точки са получени за симулирани събития, а светлата точка при ~70GeV/с е резултат от измерване с тестов сноп от мюони. Мюони с импулси в интервала 1 ÷ 4.5 GeV/с, отбелязан с хоризонтална лента на фигурата, спират в първия или втория магнит на спектрометъра и импулсът им се определя по дължината на пробега им.

Двата първи модула на мюонния спектрометър се използват и като своеобразно продължение на адронния калориметър. В тях се измерва частта от лавината от високо-енергетични адрони, която не се е погълнала в калориметъра. За целта сцинтилационните броячи в тях трябва да бъдат съответно калибрирани спрямо отклика на модулите на адронния калориметър. Задачата се усложнява от сравнително малката дължина на отслабване на светлината в сцинтилаторите (около 5 пъти отслабване при разпространение на разстояние 180 см в сцинтила-
тора). Това се дължи на стареенето на веществото на сцинтилаторните ленти<sup>6</sup>. Методът на калибровка се базира на измерването на разпределението на отдадената енергия в калориметъра и мюонния спектрометър от лавини, индуцирани от пиони с известен импулс в интервала 7-28 GeV/c. Резултатът е показан на Фиг. 4.22

Разделянето по енергии (Фиг. 4.22b) се описва добре от формулата

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(100 - 150)\%}{\sqrt{E(GeV)}}$$
(4.7)

при енергии над 1 GeV и е пресметнато чрез деконволюция на разделителната способност на калориметъра (§4.6) от измерената обща разделителна способност.

Ефектът от измерването на "изтичането" на адронния каскад от калориметъра към спектрометъра е демонстриран на Фиг. 4.23 за случаите на развитие на лавина от адрон, роден от неутринно взаимодействие на значителна дълбочина в калориметъра. Тези случаи са особено важни за измерванията, направени без емулсионна мишена (Глава 7). При взаимодействия на неутрината в основната мишена "изтичането" не превишава 2%.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> Магнитите и сцинтилаторите са произведени през 1979 г. и са използвани повече от 15 години преди да станат част от детектора CHORUS. Част от историята им може да се проследи в [Blo90].



Фигура 4.22. (a) Калибровка на отклика на сцинтилаторите в първите два модула на мюонния спектрометър по разликата между номиналната енергия на снопа и отдадената в калориметъра енергия, E<sub>leak</sub>; (b) Разделяне по енергии като функция на измерената в калориметъра енергия E<sub>s</sub>.



Фигура 4.23. Разпределение по измерената енергия на сигнали от пиони с импулс 28 GeV/c. Засенчената хистограма показва измерената само в калориметъра енергия със средна стойност (25.5 ± 5.3) GeV/c, хистограмата с плътната линия показва сумарната енергия, измерена в калориметъра и спектрометъра със средна стойност (27.9 ± 3.2) GeV/c.

#### 4.8. Тригерни детектори и логика

Основната задача на тригерната система [Beu98] е да идентифицира събитията на взаимодействия на неутрината в емулсионната мишена и да даде сигнал за записването на информацията от всички електронни детектори в тези случаи. Свързана с нея е и задачата за синхронизиране на снемането на информация ("стробирането" на регистриращата електроника) с времевата структура на неутринния сноп (виж §4.2). Главните предизвикателства при изграждането на системата са необходимостта от синхронизация на снемането на информация без да може да бъде регистрирано неутриното, предизвикало взаимодействието, и ограничението от не повече от две записани събития в рамките на всеки от двата периода от по 6 ms в рамките на един цикъл на ускорителя SPS, в които неутрина облъчват мишената на CHORUS. Последното ограничение е наложено от възможностите на електрониката, снемаща информацията от CCD матриците на оптоелектронните преобразуватели в мишенния координатен детектор и адронния спектрометър.

Основни елементи на тригерната система са сцинтилационните ходоскопи Е,Т, Н, V и A (Фиг. 4.24, виж също така и Фиг. 4.1). Характеристиките им са сумирани в Табл. 4.2.



Фигура 4.24. Аксонометрична схема на разположението на тригерните ходоскопи.

Сигналите от ходоскопите се използват по подходящ начин да изберат събития, при които неутрино е взаимодействало в областта на емулсионната мишена и да отхвърлят сигнали, предизвикани от космически частици, мюони от съседните ускорителни канали или съпровождащи неутринния сноп и взаимодействия на неутрината извън мишената. Главният, т.е., неутринният" тригерен сигнал се формира от съвпадения (едновременно регистриране на преминаваща частица) в ходоскопите Е, Т и Н и при наклон на траекторията на частицата по отношение на неутринния сноп  $tg\theta < 0.25$ . Забраняващ или "вето" сигнал се формира от съвпадения във V, А и T, като времето на появяване на сигнала в T се измерва прецизно (~ 2 ns r.m.s.), за да се изключат сигналите от разсеяни назад частици от веществото в областта на адронния спектрометър и попадащи обратно в областта на мишената. Неефективността на "вето"

системата трябва да е от порядъка на  $10^{-3}$ , защото при типичен брой от  $10^{13}$  протона, изведени от ускорителя SPS и насочени към берилиевата мишена на WANF в рамките на 6 ms, измереният поток мюони, попадащи в детектора CHORUS е 18 частици/m<sup>2</sup>, докато очакваният брой неутринни взаимодействия в мишената е около 0.25. Генерираният от тригерната система брой "неутринни" тригерни сигнали при същия брой протони върху първичната мишена е средно 0.5. Подобен брой взаимодействия би се очаквал от мишена с маса 1600 kg, което означава, че само половината от тригерните сигнали съответстват на взаимодействия на неутрина в емулсионната мишена. Измерената ефективност на "неутринния" тригер чрез *off-line* възстановяване на събитията с СС-взаимодействие на  $v_{\mu}$  в мишената е ~99%, а за NC-взаимодействия – около 90% [Beu98].

	Ε	Т	Н	V	A	
Брой	2	2	2	2		
плоскости	2	2	2	2		
Брой						
сцинтилаторни						
ленти в една	7	15	20	20	16	
плоскост и	вертикални	хоризонтални	хоризонтални	вертикални	вертикални	
ориентацията						
ИМ						
Ширина на	20	10	10	20	20	
лентите (cm)	ентите (cm)		10	20	20	
Дължина на	148	160	200	320	200	
лентите (cm)	n)					
Площ (cm <sup>2</sup> )	150x148	160x160	200x200	400x320	200x320	
Разположение	на 20 cm след мишената	след последния модул от мишенния сцинти- лационен детектор	пред калориметъра	на 2 m преди мишената	на 2 m преди мишената, под ходоскоп V	

Таблица 4.2.	Характеристики	на тригерните	ходоскопи
		1 1	

Освен главния "неутринен" тригер системата изработва още няколко тригерни сигнала, съответстващи на различни други интересни от експериментална гледна точка случаи: преминаващи през целия комплекс мюони с цел юстировка на детекторите, взаимодействие на неутрино в калориметъра или в мюонния спектрометър с раждането на един или няколко мюона с цел изучаването на нуклонните структурни функции, раждането на очаровани частици в неутринни взаимодействия и други. Общо до 16 различни тригерни сигнала могат да предизвикват четене на информацията от детекторите. Някои от тях се потискат по подходящ начин, за да се държи мъртвото време на цялата установка в приемливи граници ( <10%).

#### 4.9. Система за четене и записване на данните

Системата на CHORUS за четене и записване на данните (*Data Acquisition System, DAQ*) [Art02] е базирана върху процесори и компютри, използващи главно операционната система UNIX. Процесорите, които обслужват четенето на данните от първичните устройства (регистри, АЦП, ВЦП и т.н.), се нуждаят, обаче, от система с по-бърз отклик на прекъсванията. За такава е избрана операционната система OS-9<sup>7</sup>. DAQ е организирана йерархически с две главни нива:

- ниво, на което се осъществява взаимодействието с потребителите, контролът на качеството на данните и тяхното записване на постоянен носител. Тук се използват работни станции и сървъри с операционна система UNIX;
- ниво, на което се осъществява четенето и събирането на данните от т.нар. *Event Builder(EVB)*, който контролира всичките детекторни подсистеми, обединяващи свързани групи от детектори. Подсистемите са свързани с *EVB* чрез обща *VICbus<sup>8</sup>* шина. Тук се използват общо 35 процесори във VME стандарт с операционна система OS-9. Първичните устройства в дадена подсистема са разположени във VME и CAMAC крейтове, свързани с локална *VICbus* шина. Всяка подсистема има известна автономност и може да чете и събира данни самостоятелно.

Схемата на DAQ е представена на Фиг. 4.25, където е показано както разделянето на детектора на подсистеми, така и комуникацията между отделните нива и с външния свят.

Процесът на набиране на данни и контрол на детекторите се управлява от потребителя с помощта на 5 работни станции IBM RS-6000 PowerPC посредством графичен интерфейс (Фиг. 4.26).

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> OS-9 System (Version 2.4), Microwave Systems Corporation, Des Moines, Iowa, USA; http://www.microware.com.

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> VICbus, VIC-8251 VME master/slave (16 MB), VCC-2117 CAMAC crate controller: CES, Petit-Lancy, Switzerland; http://www.ces.ch.



Фигура 4.25. Организация на системата за събиране на данни на CHORUS. Относително самостоятелните детекторни подсистеми са обозначени като: OPTO – сцинтилационните влакна в мишената и адронният магнитен спектрометър, TRIG – тригерните ходоскопи и логическите устройства в тригерната система, CALO – електромагнитният и адронен калориметър, SPEC – мюонният спектрометър.

Потокът данни от CHORUS не е много голям по сегашните стандарти, но за времето си беше значителен. По време на всеки от двата периода от по 6 ms (за един цикъл на ускорителя от 14.4 s), през които около 10<sup>13</sup> протона се насочват от SPS към мишената на WANF и детекторът CHORUS се облъчва от неутрина, се записват средно около 5 събития, които трябва да се обработят за около 1 s. Количеството информация е средно 250 кВ на събитие, но може да достигне и до 2 МВ при много сигнали от сцинтилационните влакна в мишенния координатен детектор. В интервала от 12 s между двата периода всяка подсистема може да набира "локални" събития, от които общият поток информация не надвишава 50 kB/s.

	CHORUS ON-LINE CONTROL PANEL											
RUN IN	FORMATIO	N		LOADE	D TRIGGER I	FILE		SUB	SYSTEM	STAT	TUS	
RUN NUMBER RUN START TIME OUTPUT STREAM TAPE LABEL OUTPUT FILENAME EVENTS TRIGGERED EVENTS WRITTEN Mbytes WRITTEN	7244 Apr 10 19 remote-tap undefined 29-(21) 29 1	:25:42 e	systempool/fas * neutrino beau DAQ S CURR	tslow_mixtu n two spills DAT START TIN ENT TIME	are_pilot Sep 23 : - mixture of trig TE AND TIME ME Apr 10 19 3 Thu Apr 10 1 MESSAGE	14:04:29 1996 ggers with pile 2 25:17 997 19:24:35	ot trigger	EVB TRIGGER OPTOELECTRONIC CALORIMETER SPECTROMETER SLOW CONTROL UNIX TASKS	status		errors 0 0 0 0 1 1	# triggers
SUPERVISOR	START	off	start DAQ starting stopping stop DAQ	EVB ST.	ATUS AND CO start run starting stopping stop run	paused	start trigge starting stopping stop trigge	r 		UN	RIGGER IX TASK QUIT	5

Фигура 4.26. Графичният интерфейс за управление на набирането на данни.

## 4.10. Набиране на данни от експеримента CHORUS

Експериментът CHORUS е одобрен от Научния комитет за експерименти на ускорителите SPS и LEP, SPSLC, през 1991 г. с условие за двегодишно набиране на данни. Конструирането на апаратурата е завършено през ноември 1993 г., когато е проведен и пробен сеанс на облъчване на установката с пасивна мишена. Набирането на физически данни започна през май 1994 г. и продължи до октомври 1998 г<sup>9</sup>. След набирането на данни през 1994 г. един от емулсионните пакети (около 200 kg емулсия) беше заменен с друг и проявен за да се получат предварителни физически резултати. След завършване на цикъла на работа на SPS през октомври 1995 г. всичките емулсионни пакети бяха проявени. Обещаващите физически резултати и развитието на техниката за автоматично сканиране на емулсиите дадоха основание на колаборацията да поиска удължаване на срока на работа на експеримента с още две години [СНО94]. След полученото одобрение колаборацията предприе редица усъвършенствания на апаратурата и продължи набирането на данни през 1996 и 1997 г. с нов комплект от емулсионни пакети. След това и тези пакети бяха проявени, а CHORUS продължи да набира данни и през 1998 г. без емулсионна

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> Поради ограничения, наложени от цената на електроенергията, ускорителят SPS работи само през топлия период на годината, т.е от м. април до м. октомври.

мишена, реализирайки интересна физическа програма (виж §7.10). Сумарната информация за процеса на набиране на данни е дадена в Табл. 4.3 и е графично представена на Фиг. 4.27

Таблица 4.3.	Обобщена ин	формация за	процеса н	на набиране	на данни от
е	ксперимента	CHORUS			

	1994	1995	1996	1997	<b>1998</b> <sup>10</sup>
Протони върху					
мишената (p.o.t.)/ 10 <sup>19</sup>	0.81	1.20	1.38	1.66	1.82
Ефективност на набирането на	77%	88%	94%	94%	
данни					
Мъртво време на	10%	10%	13%	12%	$11\% (v_{\mu})$
DAQ	1070	1070	10/0	12/0	$6\% \left( \widetilde{v}_{\mu}  ight)$
Брой генерирани					
"неутринни"	0.68	0.52	0.48	0.46	
тригери/10 <sup>13</sup> р.о.t.					
Общ брой записани					5 391 000 (v )
събития с	422 000	547 000	620 000	720 000	$1\ 201\ 000\ (\tilde{v}_{\mu})$
"неутринен" тригер					$1201000(v_{\mu})$



Фигура 4.27. Акумулиран брой протони, насочени към берилиевата мишена на WANF, за отделните години на работа на CHORUS като функция на броя дни на работа на експеримента.

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> През 1998 г. CHORUS набираше данни както със сноп от неутрина, така и със сноп от антинеутрина, но без емулсионна мишена, като се отбираха взаимодействия в калориметъра или в специалната мишена от 4 различни материала, разположена на мястото на емулсията (виж §7.10).

# 4.11. Приноси на автора към Глава 4

Авторът започна своята работа в колаборацията CHORUS в края на м. март 1994 г., непосредствено преди първия сеанс за набиране на физически данни. Той се включи в групата, отговаряща за експлоатацията, поддръжката, калибровката, набирането на данни и т.н. от мюонния спектрометър (виж §4.7). Като свой съществен принос той вижда

 калибриране на мюонния спектрометър на установката CHORUS по импулси и енергии и достигане на нужните разделителни способности, осигуряващи качествени физически резултати, както и поддържане на работоспособността на спектрометъра през време на набиране на физическа информация (1994-1998 г.).

Авторът участва като физик на смяна в сеансите за набиране на физическа информация от установката CHORUS през годините 1994, 1995, 1997, 1998, което е съществен принос за получаването на физическите резултати. Този принос може да бъде формулиран като

 участие в повечето сеанси за набиране на данни на установката CHORUS като наблюдаващ физик, спомогнало за високоефективната работа на детекторния комплекс и записването на качествена информация за регистрираните събития.

Представените в Глава 4 резултати са публикувани в [А1, А24, А25].

# Глава 5: Обработка на информацията от експеримента CHORUS: процедури и програмно осигуряване

## 5.1. Общ преглед на процедурата за обработка на събитията

По време на работата на експеримента CHORUS са записани около 9 млн. събития от електронните детектори и са облъчени и проявени около 2 тона ядрена фотоемулсия. Обработката на това много голямо количество информация се извършва на няколко етапа, съдържанието на които зависи от поставената физическа задача. Най-общо обработката започва от информацията, записана от електронните детектори и продължава със сканирането на емулсионните листа, в които се е случило взаимодействието, като етапите са следните:

- преглед на записаната от електронните детектори информация и отбор на събитията, в които детекторите са функционирали съгласно очакваните характеристики;
- 2. възстановяване на топологията и кинематиката на регистрираните събития;
- 3. отбор на интересните за изучаване събития;
- формиране на файлове със специално структурирана информация за насочване на сканиращите устройства към областите от емулсионните листа, където са се случили интересните взаимодействия;
- сканиране от автоматизирани системи на определен брой емулсионни листа в определени области и оцифроване на информацията;
- 6. възстановяване на топологията на събитията от данните от сканирането;
- 7. съпоставяне на резултатите от сканирането и електронните детектори;
- 8. преглед от оператор на особено интересни или специфични събития и измерване отново на топологията им;
- 9. пълно възстановяване на изучаваните събития и уточняване на характеристиките им;
- 10. физически анализ на възстановените събития.

За ориентация на читателя в по-нататъшното изложение на Фиг. 5.1 е показано едно събитие в CHORUS, така както е възстановено от програмата за *on-line* мониториране на набирането на данни. Взаимодействието е протекло в мишената, където са се родили отрицателен мюон и няколко адрона.



Фигура 5.1. Едно събитие в детектора CHORUS, както е възстановено от програмата за on-line реконструкция

Мюонът е достигнал до мюонния спектрометър. Адроните са преминали през безжелезния магнит на адронния магнитен спектрометър и са предизвикали каскади в калориметъра. Има предварителни оценки за импулса на мюона, енергиите на адроните и енергията на неутриното, предизвикало взаимодействие.

Тук няма да се спираме на първия етап от обработката на данните, който е рутинен и не особено интересен. Ще разгледаме накратко алгоритмите и програмната реализация на следващите етапи, като повече внимание ще отделяме на пакетите, в чието разработване приносът на автора е съществен. Поради различния характер на данните от електронните детектори и тези от сканирането на емулсионните листа в колаборацията CHORUS пакетите за обработка на тези два типа данни се развиваха до голяма степен независимо. Ще започнем с обработката на данните от електронните детектори.

# 5.2. Пакети CHORAL и CHANT

Първоначално разработеният пакет за обработка на данните от CHORUS се нарича *CHORAL*, от (*CH*orus *O*ffline *R*econstruction and *A*nalysis *L*ibrary) [Bru99]. Той представлява единен компютърен код (една програма), написан на FORTRAN77<sup>1</sup>, който се занимава с четенето и разопаковането на първичните данни, реконструкция на събитието в:

- тригерните елементи,
- мишенния координатен детектор,
- адронния магнитен спектрометър (без емулсионните листа),
- калориметъра,
- мюонния спектрометър

и записването на резултатите от обработката във файлове с обобщените данни ( Data Summary Tape, DST). В рамките на този пакет бяха разработени базовите алгоритми за реконструкция на събитията в различните подсистеми на CHORUS и беше извършена настройката и калибровката на апаратурата [Ann98, Art97, Ber97, Dic96, Uit98], както и получаването на първите физически резултати [A2,A3,A4]. По времето на последния сеанс за набиране на данни от CHORUS (вече без емулсии) през лятото на 1998 г. се появиха и първите експериментални данни от колаборацията KamiokaNDE [Hir90, Hir92] по измерване на потока неутрина, родени в атмосферата на Земята от космическите лъчи, които ясно указваха на наличие на осцилации на  $v_{\mu} \rightarrow v_X$  с  $\Delta m^2 \sim 10^{-3} \text{ eV}^2/\text{c}^4$ . В светлината на тези данни стана ясно, че експериментите CHORUS и NOMAD не могат да очакват сигнал от осцилации поради малкото разстояние от източника на мюонни неутрина (~ 1 km), на което са разположени. Това наложи известна преориентация на приоритетите на колаборацията CHORUS и насочване на изследванията към възможности на ядрените фотоемулсии и електронната апаратура за регистриране на слабо изучените взаимодействия на  $v_{\mu}$  с раждане на късоживеещи частици (например очаровани адрони). В този контекст беше взето решение за реорганизиране на програмния пакет *CHORAL* в библиотека с

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> <u>http://en.wikipedia.org/wiki/Fortran#FORTRAN\_77</u>

модулна структура, която лесно да може да се допълва и видоизменя съгласно нуждите на конкретните физически задачи. Основните алгоритми и програмен код за реконструкция в отделните подсистеми бяха запазени и включени в новата модулна конструкция. Така се роди програмният пакет *CHANT* (*CH*orus *AN*alysis *T*ool) [B19].

Основните функционални характеристики на новата програмна структура са следните:

- унифицира достъпа до записаните експериментални данни от CHORUS и симулационните данни, произведени от програмата за симулации *EFICASS*, а така също и до информацията за геометрията и калибровъчните константи за отделните подсистеми, съхранявани в специална база от данни;
- изпълнява функциите на базова програма за четене на първичните данни, тяхната обработка и реконструкция на събитията и записването на DST с оглед следващия физически анализ;
- служи като обща схема, в рамките на която се разработват нови алгоритми за реконструкция и анализ – както за отделните подсистеми, така и за целия експеримент.

*CHANT* е написан на FORTRAN77 и използва широко стандартни библиотеки от библиотеката програми на CERN CERNLIB<sup>2</sup>, такива като:

- ZEBRA<sup>3</sup> пакет за динамично създаване, управление и четене/записване от/на постоянен носител на взаимосвързани структури от данни;
- FFREAD<sup>4</sup> пакет за въвеждане на данни в свободен формат;
- $HEPDB^5$  система за управление на разпределени бази от данни;
- CASTOR<sup>6</sup> йерархична система за съхраняване и управление на файлове от данни;
- HBOOK<sup>7</sup> пакет за хистограмиране и графично изобразяване на данни.

а също така и разработени в рамките на колаборацията програмни пакети като библиотеката за управление на входно-изходните операции ChIO и базата данни ChorusDB [B16].

Схемата на управление и контрол на изчислителния процес, реализирана в *CHANT*, е представена на Фиг. 5.2. Главната програма *CHANT* извиква инициализиращата програма *PROCIN*. След инициализацията контролът се прехвърля върху подпрограмата *PROCES*, която фактически управлява четенето, обработването и записването на данните събитие по събитие. От нея се извиква подпрограмата *ALLMOD*, където потребителят може да включи свой код и да организира извикването на различни модули, които се занимават с обработката

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> <u>http://cernlib.web.cern.ch/cernlib/</u>

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/zebra\_html3/zebramain.html

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/WWW/ffread/ffmain/ffmain.html

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/hepdb/HEPDBMAIN.html

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> <u>http://castor.web.cern.ch/castor/</u>

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> <u>http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/hbook/HBOOKMAIN.html</u>

на данните от отделните подсистеми, сглобяването на цялото събитие и т.н. Основните модули на *CHANT* са изброени на стр. 124.

CHANT main routine (dummy) PROCIN main initialization subroutine INIPAC initialize ZEBRA, HBOOK GLOCON zero global counters, reset flags etc. INITIO INICOM read frame related steering cards HEADER INIFIL CHSLOG set chIO log level MWOPEN, CHOPEN open input/output stream(s) initialize data base INIDBS INUSER ALLMOD all modules for global initialisation INISUM print summary of initial conditions READIN initialize read module ONEXTE QNEXT ? PROCES main processing routine READIN next event readout QEPCAT read event catalogue QUEPIN read event CHRDEV ? EVHEAD ? SPHEAD ? RNHEAD IMODUL ALLMOD call reconstruction modules USROUT define user output stream PUTOUT write the output data onto files QEPOUT CHWRSE ? TERMIN job termination routine ? TERMIN job termination routine

Фигура 5.2. Управление и контрол на изчислителния процес в СНАМТ.

Основното предимство на *CHANT* пред *CHORAL* е, че тук отделните модули, които извършват фактическата обработка и реконструкция, не зависят от схемата за управление и контрол и обратно, стига, разбира се, да са написани съгласно приетите в колаборацията конвенции. Обменът на данни между отделните модули се извършва единствено чрез ZEBRA банки, а тяхното управление – чрез управляващи входни данни, които също се разполагат в ZEBRA банки от главната програма. По този начин се осигурява гъвкавост и надеждност на процеса на обработка и възможност за създаване на нови модули и усъвършенстване на старите, без за това да са необходими изменения на общата структура. И нещо, което е особено важно при разработването на програмни пакети от много хора – модулната структура улеснява в много голяма степен откриването на грешките в кода, поддържането на работоспособността му и неговото развитие. Авторът има определена заслуга за развитието на тази модулна концепция. Той участва в преработването на няколко основни реконструиращи алгоритъма в модули на *СНАNT* [В8] и създава шаблон и комплект от инструкции (Глава 6 от [В19]), които се използват от колегите в CHORUS за преработването на останалите части от *CHORAL* в модулна форма.

Основните модули за реконструкция на събитията в *CHANT* са:

- *TRIGGER*: обработва информацията от тригерните детектори и логическите устройства, потвърждава или отхвърля типа на записаното събитие;
- *FUJI*: извършва групиране на сигналите от сцинтилационните влакна в мишенния координатен детектор и адронния магнитен спектрометър в клъстери и изчислява местоположението им в пространството;
- *FTRACK*: реконструира траекториите на частиците в мишенния координатен детектор и върха на взаимодействието;
- HEXTRA: реконструира траекториите на частиците в адронния магнитен спектрометър и измерва импулсите им. Използва и информация от мишенния координатен детектор и стримерните камери или дрейфовите камери от тип "пчелна пита" преди калориметъра;
- *CALOR*: реконструира отдадената в калориметъра енергия;
- *CATRAS*: реконструира траекториите на мюоните, преминаващи през калориметъра;
- *KRENIC*: реконструира кинематиката на неутринно взаимодействие, протекло в калориметъра;
- *SPECT*: реконструира следите на мюоните в мюонния спектрометър и измерва импулсите им, а също така реконструира енергията на адронни каскади, "изтекли" от калориметъра и завършили развитието си в мюонния спектрометър;
- *MIDIEM*: идентифицира траекториите на мюоните в целия детектор и систематизира наличната информация за тях;
- *PREDRE*: подбира траекториите на частиците, чиито следи ще се сканират в емулсионните листа и организира по определен начин информацията за тях.

#### 5.3. Реконструкция на траекториите в мюонния спектрометър

Поради съществения принос на автора в разработването на пакета *SPECT* ще се спрем малко по-подробно на него.

Основната задача на реконструкцията на събитията в спектрометъра е идентифицирането на достатъчно "дълги" изолирани следи, т.е. мюони и измерване на техния импулс по закривяването на траекторията им в 6-те магнита. Както беше вече описано в §4.7, координатите на заредените частици се измерват в 7 междини от доста голям брой детектори във всяка една: дрейфова камера с 3 плоскости, 8 плоскости от стримерни тръбички с измерване на времето на дрейф в тях и 8 плоскости от катодни ленти с измерване на индуцирания върху тях заряд. При 100%-на ефективност имаме 19 едномерни координати, от които трябва да се възстанови тримерна траектория в дадената междина.

Възстановяването на тримерната точка в дрейфовата камера и общо фитиране на траекторията по най-много 7-те такива точки се извършва от пакета SAMTRA, наследен заедно с апаратурата от колаборацията CDHS [Hol78]. За уточняване на параметрите и повишаване на ефективността на търсене на следи, както и за избягване на възстановяването на несъществуващи траектории поради комбинаторния фон, по-нататък се включват и регистрираните попадения в стримерните тръбички. Със същественото участие на автора беше разработен пакет от подпрограми, които откриваха праволинейни сегменти от траектории независимо в двете проекции и във всяка от 7-те междини. След това сегментите се обединяваха в тримерни отсечки от траектории с използването на тримерната точка в дрейфовата камера в дадената междина. "Съшиването" на праволинейните тримерни части в една обща траектория (т.нар. broken-line fit) се извършва чрез изискването за минимално разстояние между точките на пресичане на екстраполираните отсечки с перпендикулярна равнина в центъра на общия за двете отсечки магнит. При успешно възстановяване на достатъчно дълга траектория, започваща от първата междина, се прави ново фитиране [Sal96] и определяне на импулса и този резултат се запазва за по-нататъшна употреба [В2, В3].

Фиг. 5.3 представя етапите на възстановяване на траекториите за едно конкретно събитие [B2]. На Фиг. 5.3а се виждат попаденията в отделните детектори. Праволинейните сегменти, намерени от програмата в различните междини са показани на Фиг. 5.36. На Фиг. 5.3в се виждат "съшитите" траектории. В даденото събитие са възстановени 2 траектории: на един положителен и един отрицателен мюон. Виждат се и резултатите от измерването на импулса с използването само на дрейфовите камери (редът, маркиран с *DC*) и с цялата достъпна информация (редът, маркиран с *ALL*). С използването на информацията от всички координатни детектори се достига по-висока ефективност за реконструкция на следите (до 30% увеличение за събития с два мюона в крайно състояние [B2]) и по-добра разделителна способност по импулси, дължаща се главно на факта, че при повторния фит се отчитат по-добре йонизационните загуби и многократното разсейване в магнитите [Sal96].



Фигура 5.3. Последователни етапи на възстановяване на траекториите на заредените частици в мюонния спектрометър: а) попадения в отделните детектори; б) независими праволинейни едномерни сегменти в междините; в) траектории в пространството и измерване на импулсите.

#### 5.4. Изработване на указания за сканиране на емулсионните листа

Както вече отбелязахме, задачата на обработката на събитията в електронните детектори е да даде възможно най-голям обем информация за частиците - продукти на неутринните взаимодействия и въз основа на нея да се изработят указания кои емулсионни листа и къде да се сканират. Колкото е подостоверна информацията за продуктите на взаимодействие (траектории и импулси), толкова по-малка площ се сканира и ефективността на процеса, т.е. намирането на събития от търсения тип, е по-голяма.

Отборът на интересните за сканиране събития зависи силно от физическата задача, която си поставяме. По-долу ще илюстрираме схемата за търсене и отбор на събития на СС-взаимодействие на  $v_{\tau}$  в емулсионната мишена с оглед наблюдаване на  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  осцилации.

Да напомним, че CC-взаимодействието на  $v_{\tau}$  с нуклон от мишената на CHORUS води до раждането на  $\tau$ -лептон, който прелита около 1 mm и се разпада по един от каналите (4.2).

Реконструкцията на събитията започва независимо в мюонния спектрометър и в мишенния координатен детектор. В последния търсенето на тримерни праволинейни отсечки от траектории започва от участъците между втория и третия модул от емулсии и след четвъртия модул, където са разположени по 12 плоскости от сцинтилационни влакна (виж §4.3). Намерените траектории се екстраполират в посока, обратна на неутринния сноп, до "пресичането" им в област с линейни размери от порядъка на няколко милиметра, която се обявява за точка (връх) на неутринно взаимодействие или разпадане на късоживееща частица. В посока по неутринния сноп екстраполацията е до пресичането на траекторията с координатните детектори на адронния магнитен спектрометър (виж §4.5). В адронния магнитен спектрометър тези траектории евентуално се потвърждават и се измерва знака и импулса на частиците, ако последният не превишава ~10 GeV/с.

Реконструираните в мюонния спектрометър траектории се екстраполират обратно към калориметъра и се проследяват в него. На входната повърхност на калориметъра двата типа траектории се "съшиват". Успешното "съшиване" на траектория на мюон от мюонния спектрометър с траектория на частица, тръгнала от точката на взаимодействие, дава възможност да се твърди с голяма вероятност, че в това събитие имаме мюон, роден в точката на взаимодействие или близо до нея. По-нататък реконструкцията продължава с добавянето на информация за енергията и посоката на каскадите, възникнали в калориметъра. Ако каскад е започнал развитието си още в мишената и/или е навлязъл в мюонния спектрометър, се правят необходимите корекции и след това се изчислява пълната му енергия.

На този етап се предприема отбор на събитията, за да се редуцира времето за сканиране на емулсионните листа. Най-напред се отбират събития, в които е възстановен върхът на взаимодействието от мишенния координатен детектор и той се намира в областта на емулсионните пакети. От тук нататък събитията се разделят на две групи. Ако имаме реконструиран отрицателен мюон, проследен до върха на взаимодействие, събитието попада в *1µ извадката*. За останалите събития се изисква поне една от частиците, излитащи от върха на взаимодействието да има пространствено изолирана траектория и да е отрицателно заредена. Такива събития попадат в *0µ извадката*. Траекторията на отрицателния мюон или изолираната отрицателна частица (практически във всички случаи това е адрон) се използва за локализиране на върха на взаимодействие при сканирането на емулсионните листа. Нея ще наричаме *scanback* траектория.

По-нататък изолираната "отрицателна" (*scan-back*) траектория<sup>8</sup> се екстраполира към емулсионните листа. Преди това могат да бъдат приложени кинематични критерии за отбор както върху тази траектория, така и върху цялото събитие, които зависят от конкретната физическа задача.

Идеята на "обратното" екстраполиране е илюстрирана на Фиг. 5.4.



Фигура 5.4. Екстраполиране на реконструираните в мишенния координатен детектор траектории към сменяемите интерфейсни листа (CS) и по-нататък към специалните листа (SS) и основната емулсия.

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> Почти винаги това е една траектория за събитие, особено когато това е мюон. В редките случаи на няколко адронни изолирани "отрицателни" траектории се разглеждат всичките.

Точността на екстраполация от мишенния координатен детектор към сменяемия лист CS2 е  $\sigma_{Z,Y} \approx 150 \ \mu\text{m}$  и  $\sigma_{\theta} \approx 2.0 \ \text{mrad}$ . В него се сканира площ от около 1 mm<sup>2</sup> и се намират всички изолирани следи. Те се "съшиват" с предсказанията на мишенния координатен детектор и към CS1 се проследяват само нужните траектории. След намирането и там на нужните следи се уточняват параметрите на траекториите и се извършва екстраполация към специалния лист, който се намира непосредствено на изходната повърхност на емулсионния пакет. Сега точността е значително по-висока, около 10 µm, и в специалния лист се сканират само около 100 – 120 µm<sup>2</sup>. Траекториите на интересуващите ни частици се проследява и там, екстраполират се към основните емулсионни листа и започва тяхното сканиране.

#### 5.5. Сканиране на емулсионните листа

В ядрената фотоемулсия са съхранени тримерни изображения на траекториите на заредените частици под формата на последователности (*следи*) от почернели зрънца, като последните са с размери около 1 µm и средна плътност около 300-400 зрънца/mm за следа на минимално йонизираща частица. На Фиг. 5.5 са показани микроскопски изображения, снети на различна дълбочина в емулсионен лист, който е бил разположен перпендикулярно на неутринния сноп и в който се е случило неутринно взаимодействие. Размерите на зрителното поле са 120х150 µm<sup>2</sup>, а дълбочината на рязкост – около 3 µm.

Плътните следи принадлежат на ниско енергетични адрони или ядрени фрагменти, летящи под големи ъгли спрямо снопа. Високо енергетичните частици, които пресичат равнината на емулсионния лист под малки ъгли, не се отделят добре при разглеждането само на едно изображение, където те изглеждат като черни петна. При преглеждането на няколко последователни изображения, снети на различна дълбочина, те могат да бъдат проследени и да се стигне до точката на взаимодействие, където са се "родили", както е демонстрирано на Фиг. 5.5.

Сканирането на емулсионните листа, експонирани на CHORUS, се извършва от автоматизирани системи, които включват електронно управляеми оптически микроскоп със ССD камера и предметна маса, свързани със специализирани микропроцесорни устройства за управление на сканирането. Търсенето на следи на частици в емулсията се осъществява от т.нар *видео-процесор*. Методът е разработен от групата на проф. Кітіо Niwa в Университета на Nagoya, Япония [Aok90, Nak97] и за пръв път се използва в реален експеримент в CHORUS. Схемата е представена на Фиг. 5.6.

Основната идея е следната. На предметната маса се поставя един емулсионен лист и се закрепва чрез вакуумни всмукатели. Устройствата за управление придвижват предметната маса до предварително зададената позиция, дозират определено количество имерсионно масло върху повърхността на листа за оптимизиране на условията на наблюдение и след това придвижват обектива на микроскопа, като автоматично откриват повърхността на емулсията и фокусират върху нея (автофокусиране).



Фигура 5.5. Микроскопски изображения, снети на указаните дълбочини в емулсионен лист, който е бил разположен перпендикулярно на неутринния сноп и в който се е случило неутринно взаимодействие. Размерите на зрителното поле са 120x150 µm<sup>2</sup>, а дълбочината на рязкост – около 3 µm. Размерите на очертаната правоъгълна зона са 30x40µm<sup>2</sup>.

След това започва снемането на томографски изображения в дълбочина на емулсията. Микроскопът се фокусира на определена дълбочина, започвайки от повърхността и се снема томографски образ. Образът се изпраща на видео-процесора. Дълбочината на рязкост е около 5 µm, а площта на изображението – 150x120 µm<sup>2</sup>. След това обективът на микроскопа се придвижва надолу на 5 µm и се снема следващ образ. Така се снемат няколко томографски изображения (типичният брой е 16), като по този начин съхранената в обема на емулсията информация се трансформира в томографски видео-изображения. Видео-процесорът работи в реално време и оцифрова ССD видео-сигнала (512x512 пиксела) за времето на придвижване на обектива на микроскопа, като почерняването на всеки пиксел се кодира в 4 бита.



**Фигура 5.6.** Схематично описание на автоматичната процедура за сканиране и реконструиране на следи на частици в ядрената фотоемулсия.

Следите на частиците в сканирания обем на емулсията се откриват чрез наслагване на 16-те изображения, като всяко е отместено спрямо предишното на определено разстояние, зависещо от предварително зададен ъгъл. Следите на частиците се проявяват като пикове в двумерното разпределение на насложените сигнали при определен ъгъл, съответстващ на ъгъла на траекторията на частицата. Намерените следи след това се проследяват до следващия емулсионен лист, разположен обратно на посоката на снопа и така нататък, докато се открие точката на взаимодействие.

Ако в първия сканиран емулсионен лист се открие следата на търсената частица, то след това ефективността на проследяването й в следващите листа е по-висока от 99%. Тя е представена на Фиг. 5.7 като функция на ъгъла, който сключва проследяваната следа с нормалата към равнината на емулсионния лист. Представено е и разпределението на проследяваните следи по този ъгъл.

Разделителната способност по ъгли на видео-процесора зависи от дебелината на емулсионния лист, респективно от обхвата по дълбочина, в който се снемат томографски изображения. При типичната за CHORUS дълбочина от 16х5 = 80 µm измерената разделителна способност е ~ 4 mrad. При комбиниране на измерванията в емулсионните слоеве от двете страни на интерфейсните листа с дебелина на пластмасовата основа 800 µm разделителната способност се подобрява до 1 mrad.



Фигура 5.7. Ефективност (дясната скала) на проследяване на следите в последователните емулсионни слоеве като функция на ъгъла, който следата сключва с нормалата към равнината на емулсията (точките в горния край на графиката) и разпределение на реконструираните следи по същия ъгъл (защрихованата хистограма).

Времето за сканиране на емулсиите е изключително съществен параметър за целия процес. Автоматичните устройства, които се използваха в CHORUS за сканиране на първите облъчени емулсионни листа (1994-1996 г.), успяваха за около 1 min да позиционират търсения участък от емулсията, да фокусират, снемат и оцифроват 16 томографски изображения и да открият следите в тях в ъглов интервал 0 – 400 mrad. С тази скорост интересните за търсене на осцилации събития в CHORUS бяха сканирани за около 2 години, като площта на сканиране се ограничаваше в рамките на няколко зрителни полета на микроскопа около предсказаната *scan-back* траектория и последната се проследяваше до евентуалното локализиране на точката на взаимодействие. Евентуално след това се извършваше сканиране на много ограничен обем от емулсията около върха на взаимодействие с цел търсене на разпадане на тлептон. Благодарение на развитието на микроелектрониката и микропроцесорната техника групата от Университета в Nagoya успя да усъвършенства сканиращите автоматични устройства и да увеличи за около 5 години развойна дейност скоростта им повече от 100 пъти. Това позволи към

2000 г. да се премине към нова технология за сканиране, което даде възможност да се разшири значително кръгът на изследваните физически задачи. Тази стратегия, наречена *NETSCAN*, ще бъде разгледана в следващия параграф.

#### 5.6. NETSCAN

Основният недостатък на изложената до тук стратегия на сканиране е сканирането на силно ограничен обем от емулсията около *scan-back* траекторията в емулсионния лист, съдържащ върха на взаимодействието и/или разпадането. Тази стратегия е подходяща за търсене на случаи на раждане и разпадане на  $\tau$ -лептон, т.е. на осцилации  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$ , но практически изключва наблюдаването на други интересни процеси на взаимодействие на мюонните неутрина с ядрата на фотоемулсията.

След като към 2000 г. скоростта на оцифроване и намиране на следи в емулсионните листа от специализираните видео-процесори, разработвани в Университета в Nagoya, се увеличи с около 2 порядъка [Non02], сравнено с времето на обработване на първите емулсии от CHORUS (1995 г.), колаборацията разработи и пристъпи към използването на нова стратегия за сканиране – *NETSCAN*<sup>9</sup> [Gul00b, Non02, Kod02, Sco05]. Същността й се състои в следното. Намирането на мястото и ъгъла на излитане на проследяваната в даденото събитие "електронна" траектория върху повърхността на един от основните емулсионни пакети се извършва с помощта на следите, намерени в интерфейсните листа. След това започва проследяването на следата вътре в пакета, като се извършва сканиране на първите<sup>10</sup> ~100 µm от първия емулсионен слой на всеки лист. Счита се, че е локализиран връх на взаимодействие, ако проследяваната следа не се намери в два последователни емулсионни листа. Този от тях, който е втори по посоката на снопа, се обявява за лист, съдържащ върха на взаимодействие. Той може да съдържа връх на взаимодействие, точка (връх) на разпадане или и двете. До тук процедурата на сканиране е една и съща. Оттук нататък NETSCAN процедурата, за разлика от предишната, включва пълно сканиране на първите ~100 µm от първия емулсионен слой на всеки от следните 8 емулсионни листа: листа, обявен за съдържащ върха на взаимодействието, един преди него и 6 след него по посоката на снопа. Сканираната площ е 1.5х1.5 mm<sup>2</sup>. Така общият сканиран обем за всяка проследявана траектория е 6.3х1.5х1.5 mm<sup>3</sup>. На Фиг. 5.8 е представен схематично сканираният обем и как би изглеждало в него едно събитие с раждане и последващо разпадане на т-лептон.

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> Подобни технологии бяха разработени също така от групи от CHORUS в CERN [Pap00] и Salerno, Италия [Ros97, Ame99].

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> "Първи" в дадения случай означава тези области, които са разположени по-рано по посоката на снопа от неутрина.



Фигура 5.8. Сканираният при NETSCAN обем (горната фигура) и Монте-Карло симулация в него на събитие с раждане на т-лептон и разпадането му с генериране на една отрицателно заредена частица. На горната фигура са оцветени пластмасовата основа на емулсионните листа (в червено) и подлежащите на сканиране първи 100 µт от всеки емулсионен лист (в сиво).

Сканирането на всеки слой с дебелина 100 µm включва и намирането в него от видео-процесора на сегментите от следите на пресеклите го заредени частици в границите на предварително зададен ъглов обхват (обикновено 400 mrad). Това става като се изпробват всички геометрически възможни отмествания на видео-изображенията едно спрямо друго. Броят намерени сегменти в един слой зависи от местоположението на сканирания обем спрямо центъра на неутринния сноп и е средно 920, като може да достигне няколко хиляди в отделни случаи. Задачата на следващата компютърна реконструкция, детайлно описана в [Gul00b], е да отсее фоновите следи и да реконструира интересуващото ни неутринно взаимодействие. За целта най-напред се съединяват в общ обект сегментите, които съвпадат по местоположение в рамките на 4 µm и по посока в рамките на 20 mrad в различните листа и се прекарват прави линии през тях. След това се уточнява взаимното разположение на емулсионните листа чрез минимизиране на отклоненията на отделните сегменти от онези прави линии, които принадлежат на частици, преминаващи през целия сканиран обем. Процедурата води до средно-квадратично отклонение на отделните сегменти спрямо фитираната права линия от 0.45 µm, което е една забележителна точност, трудно постижима от който и да е друг тип детектор.

След отхвърлянето на следите, които са намерени само в един слой, обикновено остават около 400 следи, които се проследяват в 2 и повече слоя. Мнозинството от тях са причинени от Комптънови и δ-електрони с импулси под 100 MeV/с. Подобни ниско-енергетични електрони търпят чести разсейвания и имат траектории в емулсията, които се отличават доста от прави линии. Тяхното отсейване се прави на базата на получената стойност за  $\chi^2$  при фитирането с права линия. Последната стъпка е отхвърлянето на следи, които не започват в сканирания обем. След нея средният брой следи, реконструирани в обема, е около 40. От тях алгоритъмът се стреми да конструира една или няколко точки на взаимодействие, т.е. да намери следи с общо начало (минимално разстояние между тях по-малко от 10 µm). След успешното приключване на тази процедура в обема се дефинира един първичен връх на взаимодействие (общо начало на две и повече следи, което е разположено първо по посока на снопа) и евентуално един или повече вторични върхове, които могат да са и точки на разпадане. За илюстрация на Фиг. 5.9 е показан процесът на реконструкция на събитие в един сканиран обем.

Програмното осигуряване на *NETSCAN* сканирането се развиваше главно от групата от Университета в Nagoya, както и от други колеги [Gul00b, Vyv02] и тук не е необходимо да бъде разглеждано. В следващия параграф ще се спрем по-подробно на една друга софтуерна задача, свързана с обединяването на информацията от сканирането и електронната обработка на събитията в обща база данни и решена с водещото участие на автора.



*а)* Около 5000 сегмента са намерени в обем от емулсията с размери 1.5x1.5x6.3 mm<sup>3</sup>.



*б)* След отсейването на единичните сегменти и следите от нискоенергетични електрони остават около 400 следи.



**в)** След отсейването на следите, които не започват в обема, остават около 40 следи.



г) Намерени са върхът на първичното взаимодействие, от която започват 3 следи и точка на разпадане, от която започват 2 следи.

# Фигура 5.9. Илюстрация на процеса на реконструкция на неутринно взаимодействие в един NETSCAN обем.

#### 5.7. Обединена база данни ChorusDB

Поради хибридния характер на експеримента CHORUS реконструкцията на събитията води до два типа данни: от електронните детектори и от сканирането на емулсиите. Информацията от електронните детектори се обработва от пакета CHANT (§5.2), написан на FORTRAN, като резултатите се записват в т.нар. FZ файлове, съдържащи дървовидна структура от ZEBRA банки<sup>11</sup>. При *NETSCAN* сканирането на емулсиите информацията се обработва от пакет програми, написани на С++ и резултатите от реконструкцията в сканирания обем се записват в обектно ориентирана база данни Objectivity/DB<sup>TM12</sup>. Изборът на различни езици за програмиране и начин на съхранение на информацията е резултат от различни фактори и предпочитания на отделните групи и към края на 1999 г. беше вече даденост в колаборацията. Тогава беше взето решение да се пристъпи към създаване на единна база от данни, обединяваща резултатите от двата типа обработки. С тази задача се зае авторът.

След внимателно обсъждане беше взето решение софтуерната основа на общата база данни да бъде обектно ориентираната Objectivity/DB<sup>TM</sup>, като главната федерация бъде физически разположена в компютърния център в CERN и тя бъде постепенно запълнена с резултатите от реконструкцията и сканирането на всички събития, регистрирани от детектора CHORUS.

Objectivity/DB<sup>TM</sup> е обектно ориентирана разпределена база данни, която се администрира от централна система за управление и контрол, а отделните устройства за съхраняване на данните могат и да не са свързани към същата компютърна система, а да комуникират с нея посредством локална мрежа или по Интернет. Съвкупностите от данни, т.е. базите данни могат да се съхраняват на различни места, оставайки логически обединени от обща схема в т.нар. федерация от бази данни. Федерацията е единна логическа структура, с която потребителят взаимодейства. Тя има йерархическа структура. Основните съхранявани единици са т.нар. обекти, които фактически представляват реализации на класове. Обектите се групират в т.нар. контейнери, които от своя страна принадлежат на отделни бази данни. Каталог на базите данни се съхранява във федерацията заедно с нейната схема, която представлява описание на структурата на данните и връзките между тях. На всеки обект се присвоява уникален 32- или 64-битов идентификатор и с негова помощ между обектите могат да се организират връзки, които биват еднопосочни, двупосочни, от тип "един към много", "много към един" и "много към много". Обикновено тези връзки отразяват релациите между обектите след създаването им в оперативната памет на компютъра, програмирани чрез указатели (pointers). Обектите в дадена федерация са достъпни чрез конструиране на итератори. Програмирането на

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> <u>http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/zebra\_html3/zebramain.html</u>
<sup>12</sup> <u>www.objectivity.com</u>, виж също и <u>http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/lhc++/Objectivity/index.html</u>

базата данни и работата с нея се осъществява чрез обектно ориентиран език от високо ниво, в случая на CHORUS това е C++.

Реализацията на Objectivity/DB<sup>TM</sup> федерация в CERN за съхраняване на всички данни от CHORUS беше наречена *ChorusDB* [B16]. Създаването й премина през няколко етапа. Първият и същевременно ключов от гледна точка на програмирането въпрос, който трябваше да бъде решен, беше за трансформирането на дървовидната структура от ZEBRA-банки във взаимосвързани обекти, които да могат да се съхраняват в *ChorusDB* и обратното им възстановяване. Следващият въпрос, по-скоро изискване беше данните да са достъпни за приложения, написани както на С++, така и на FORTRAN77, т.е. за пакета *CHANT*. Комбинирани по този начин изискванията към *ChorusDB* и програмното й осигуряване представляваха нетривиална задача, която беше успешно решена (виж [В9, В10, В12, В13, В14, В15, В16]).

Конвертирането на дървовидна структура от ZEBRA-банки във взаимосвързани С++ обекти и обратно беше решена чрез създаването на специален C++ клас Zbank, който съдържа нужните методи за четене, конвертиране и записване. Основната идея се базира на известното сходство във функционалността на указателите в C++ обектите и указателите в ZEBRAбанките, които сочат към специфични други банки от дървовидната структура. Беше създаден прототип на искания конвертор за тестване на идеята върху различните ZEBRA-структури, използвани в CHORUS. След успешните тестове беше разработена схемата на *ChorusDB*, в която класът *Zbank* играе ключова роля [B15]. Достъпността на ChorusDB за четене/писане от CHANT беше решена със средствата на компилаторите и програмата за свързване (*linker*) от проекта *GNU Compiler Collection*<sup>13</sup> за операционната система LINUX<sup>14</sup> [B19].

Схемата (логическата структура) на организация на обектите в базата данни е представена на Фиг. 5.10. За всяко реконструирано събитие на взаимодействие се записва обект от тип  $PChorusEvent^{15}$ , който е на върха на йерархичната структура от обекти, съдържащи различни части от информацията за това събитие, получени от различните реконструиращи програми. Към него са свързани обекти от тип PChoralEvent, PChantEvent и PEmulsionData. Към първия са свързани данни от обработката с пакета *CHORAL* [Bru99], като са запазени само резултатите за частиците, чиито траектории са екстраполирани към емулсионните листа и последните са сканирани за търсене на точка на взаимодействие (т.нар. *scan-back* траектории). Това е направено с цел да се улесни сравняването на резултатите от обработката с *CHORAL* и по-новия пакет CHANT. PChantEvent е главният обект, към който са свързани пълните резултати от обработката на информацията от електронните детектори с пакета CHANT (т.нар. maxi-DST). Чрез PChoralEvent и PChantEvent практически цялата налична информация от електронните детектори на CHORUS е достъпна във вид на свързани обекти от тип Zbank.

 <sup>&</sup>lt;sup>13</sup> <u>http://www.gnu.org/software/gcc/</u>
 <sup>14</sup> След 1999 г. софтуерът на CHORUS беше ориентиран вече само към тази операционна система.

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup> Първата буква P в името идва от Persistent (class)



Фигура 5.10. Логическа структура (схема) на Objectivity/DB™ федерацията ChorusDB

Обектът от тип *PEmulsionData* организира информацията от сканирането на емулсиите. Основното количество данни е от *NETSCAN* сканирането в японските лаборатории и то е организирано в обект от тип *PEventRawIndex*. Неговата структура е представена на Фиг. 5.11.



Фигура 5.11. Структура на данните от NETSCAN сканирането в ChorusDB

Сканиране на ограничен брой събития, близко по характеристики до *NETSCAN*, се извършваше и в две италиански лаборатории – в Салерно и Бари, като съответните обекти, съдържащи техните данни в *ChorusDB*, са наименувани *TotalScan* и *EMFB*, съответно. Те използват *Zbank* структури, аналогично на *PChoralEvent* и *PChantEvent*.

Към края на 2000 г. базата данни *ChorusDB* беше завършена и "заселена" с наличната до тогава информация. След това тя стана основното хранилище на

информация за обработените събития и едно от главните програмни средства за получаването на физически резултати.

# 5.8. Програмно осигуряване за Монте-Карло симулации

Съществена част от програмното осигуряване на всеки експеримент във физиката на елементарните частици, който се занимава с регистриране на случайни събития, е комплексът от програми за симулиране на такива събития. В CHORUS този комплекс включва пакети, които се занимават със симулиране на:

- генерирането на снопа неутрина от пакета *GBEAM* [Sor98];
- взаимодействието на неутрината с емулсионната мишена и раждането на вторични частици от генераторите на събития *JETTA* [Zuc01] и *RESQUE* [Ric97]<sup>16</sup>;
- преминаването на вторичните частици и взаимодействието им с различните елементи на детектиращата апаратура, както и отклика на тази апаратура, от пакета *EFICASS* [B7].

В създаването и настройването на цялата верига са участвали много членове на колаборацията. Авторът е допринесъл съществено за развитието и настройката на пакета *EFICASS* (виж [B1, B4, B5, B6, B7]), поради което той ще бъде описан по-подробно тук.

Пакетът *EFICASS* (*E*mulsion, *FI*bers, *CA*lorimeter, *S*pectrometer *S*imulation) е базиран на добре известния пакет GEANT за Монте-Карло транспортиране на високоенергетични елементарни частици през различни материали и отклика на детектиращата апаратура, като се използва последната му версия на FORTRAN – GEANT 3.21 [GEA321]<sup>17</sup>. *EFICASS* е написан на FORTRAN77 и е изграден на модулен принцип, като всеки модул е относително самостоятелен. Комуникацията между модулите се извършва главно чрез запазване на информацията в ZEBRA-банки и ограничено използване на COMMON-блокове. Структурата на пакета е представена на Фиг. 5.12, а ходът на изпълнение на програмата – на Фиг. 5.13.

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup> Тези два генератора симулират дълбоко нееластично, квази-еластично и дифракционно разсейване, които "изчерпват" почти изцяло пълното сечение на взаимодействие на неутрината при тези енергии. За специфични и редки процеси в колаборацията са написани и други генератори [Tsu02].

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup> Следващите версии 4.хх вече са написани по обектно ориентирана технология на езика C++.

*eficass*/ directory, containing the checked-out sources from the repository.

*eficass/CVS/* directory for CVS administration *eficass/src/* directory containing subdirectories (~CMZ-"patches") with \*.F files:

eficass/src/draw/ eficass graphics routines eficass/src/geom/ Chorus geometry definition eficass/src/init/ Geant initialisation eficass/src/main/ Eficass Main routine eficass/src/zini/ Zebra initialisation eficass/src/digi/ Digitisation of event eficass/src/geant/ Overlayed standard Geant routines

eficass/src/kine/ Event-input eficass/src/step/ Tracking eficass/src/zout/ Zebra per-event output eficass/src/include/ Former "SEQ'decks eficass/obj/ eficass/bin empty, used by "makefile" eficass/input contains the "runcards": eficass/input/efigeom.crd geometry cards *eficass/input/efimap.crd* Calo-mapping cards eficass/input/eficalo.crd Calo-cards eficass/input/efiread.crd F77 Logic Units eficass/input/efigraf.crd Graphics-cards eficass/input/efiphys.crd Physics-cards eficass/input/efirun.crd Run-cards

Фигура 5.12. Структура на програмния пакет EFICASS.



Фигура 5.13. Ход на изпълнението на програмата в пакета EFICASS.

Инициализацията на изпълнението на програмата се извършва в подпрограмата UGINIT, която се грижи за четенето на входните данни и конструирането на геометрията на детектора. GUTRIGI инициализира генерирането на конкретното събитие, а *GTRIG* управлява симулирането му. *GUKINE* чете информацията за генерираното взаимодействие от външен файл, записан предварително от конкретния генератор на събития, която след това се използва om GUTREV, GTREVE, GUTRAK и GTRACK за проследяване на преминаването на всяка родена частица през детектора. GUSTEP е подпрограмата, която проследява стъпка по стъпка движението и взаимодействието на всяка частица във веществото, а GUDIGI се занимава с "оцифроването" на информацията, т.е. с превръщането на сведенията за преминаването на частиците през определени активни части на детектора (напр. сцинтилаторни плоскости) и предадената там енергия в симулиран отклик на регистриращата апаратура (напр. число, пропорционално на оставената в сцинтилатора енергия). Накрая генерираната в процеса на симулация на събитието дървовидна структура от ZEBRA-банки, съдържащи информация за траекторията на преминаващите частици и отклика на активните детекторни елементи, се записва в изходния файл от *GUOUT*. *GTRIGC* изтрива от паметта ненужните временни структури и започва проследяване на ново събитие. След симулирането на определения брой събития UGLAST се занимава с "довършителните работи": затваряне на файловете за четене и писане, печат на резултатите и т.н.

Представяне на едно събитие със средствата на графичния пакет на GEANT 3.21, използван в *EFICASS*, е показано на Фиг. 5.14.

Един от основните приноси на автора в развитието на пакета *EFICASS* е уточняването и кодирането под негово ръководство на геометрията на мюонния спектрометър и "оцифроването" на сигналите в него [В1]. По-нататък той допринесе съществено за оптимизиране на структурата на целия пакет, консумираните памет и процесорно време [В5, В6], както и за преминаването от остарялата система за организация и поддържане на големи програмни пакети  $CMZ^{18}$  към по-модерната и гъвкава концепция с използване на  $CVS^{19}$  и стандартните компилатори и други средства на операционната система UNIX като *make* и  $link^{20}$  [B4].

Програмното осигуряване на експеримента CHORUS от самото начало се развиваше в UNIX среда. По това време завършваше ерата на големите машини и постепенно се преминаваше към използването на индивидуални работни станции, свързани в локални мрежи и към Интернет. Като правило тези станции бяха снабдени с операционна система UNIX, като всеки производител си имаше собствен вариант на системата. CHORUS в CERN използваше главно работни станции на IBM с операционна система RS-AIX. Но другаде в колаборацията се използваха работни станции на DEC със система Alpha-OSF (по-късно DigitalUNIX), а някои от основните изчислителни мощности за общо ползване в CERN пък бяха от Hewlett-Packard със система HP-UX. Все по-широко навлизаха и евтините персонални компютри с операционна система LINUX.

 <sup>&</sup>lt;sup>18</sup> <u>http://cernlib.web.cern.ch/cmz/index.html</u>
 <sup>19</sup> <u>http://www.nongnu.org/cvs/</u>
 <sup>20</sup> Стандартно в CHORUS се използват GNU-версиите на тези команди.


Фигура 5.14. Графично представяне на едно събитие, симулирано с EFICASS.

Това пъстро разнообразие от компютри наложи програмите на CHORUS да могат да се компилират и работят и под четирите споменати по-горе операционни системи, като при това, естествено, да дават едни и същи резултати... В продължение на няколко години авторът беше главен "библиотекар" на пакета *EFICASS* и се грижеше за компилирането и тестването му на всичките тези операционни системи – дейност, която той счита също за свой съществен принос.

Както беше споменато по-горе, симулирането на отклика на електронните детектори в CHORUS се извършва от пакета *EFICASS*. В него обаче липсва симулиране на отклика на ядрените фотоемулсии и работата на автоматичните системи за сканиране и намиране на сегменти от следи в тях. Това се дължи главно на факта, че програмното осигуряване за симулиране и обработка на данните от електронните детектори и това на данните от емулсиите се развиваше в колаборацията относително независимо едно от друго и в различни езикови среди. Тази празнота във програмната верига за симулации се усети особено остро при използването на *NETSCAN* сканирането за извличането на физически резултати. Ефективността на самото сканирането и на алгоритмите за реконструкция на траекториите на частиците в емулсията и намирането на точките на взаимодействие и разпадане трябва да бъде легитимно оценена, за което беше нужно Монте-Карло симулиране.

Създаването на обединената база данни *ChorusDB* и съответното програмно осигуряване за нея (виж §5.7) осигури условия за създаване на програми за такова симулиране и включването му в общата схема на симулации. Работата беше започната от други колеги от колаборацията[Gul02, Zuc02, Vyv02], но голяма част от работата по създаването и въвеждането на общата схема за симулации в експлоатация беше извършена от автора.

Основната идея е използването на данните от *EFICASS* за преминаването на частиците през емулсионните листа и предадената от тях там енергия за генериране на "сегменти" от следи във формата, в която ССD камерата ги подава на видео-процесора (виж §5.6) и след това симулиране на работата на самия процесор. За да е реалистична симулацията е необходимо да се добавят и фонови сегменти. За целта се използват т.нар. "празни" видео-изображения. Това са изображения от *NETSCAN* сканиране, при което не е открита точка на взаимодействия, т.е. сканиран е фон, въпреки че е имало указания от електронните детектори за интересуващо ни събитие. Авторът се включи в завършващата фаза на развитието на тези симулационни програми и негов принос е свързването на всички налични до момента компоненти в обща верига за симулационни пресмятания и създаването на обединена база данни ( $\phiedepaqus$ ) *ChorusFD* от тип Objectivity/DB<sup>TM</sup>, от която се черпят данни при симулирането и където се съхраняват крайните резултати.

Общата верига за симулационни пресмятания получи названието *Hybrid Simulation Chain* [B17, B18].



**Фигура 5.15.** Верига за пълна симулация на събитията в CHORUS, базирана на обектно ориентирана база данни **ChorusFD** от тип Objectivity/DB<sup>TM</sup>.

Симулирането на едно събитие се състои от следните стъпки, представени и на Фиг. 5.15:

 симулира се взаимодействие на неутрино в областта на мишената с някой от генераторите на събития. Родените частици се транспортират през детекторите на CHORUS с използването на *EFICASS*. Информацията се записва във вид на ZEBRA структури в FZ файлове. Тези файлове се обработват от реконструиращия пакет *CHANT*, който от своя страна генерира ZEBRA структури с резултатите от тази обработка и ги записва нови FZ файлове. Модулът *ReadWriteEficass* чете FZ файловете на *EFICASS* и *CHANT* и записва необходимите ZEBRA структури като обекти от типа *Zbank* в базата данни;

- **втората** стъпка (*SetModule*) се занимава с изясняването в кой точно емулсионен пакет и лист е станало взаимодействието, за да може след това да се използват подходящи "празни" видео-изображения именно от този модул и лист;
- третата стъпка се реализира от модула *ProcessSimulationDB*, който фактически симулира сканирането на даденото събитие и обработването му от видео-процесора. Именно тук се наслагват симулираните видео-изображения с тези от фоновите събития. Резултатът от работата му са данни във формат, аналогичен на този, който се получава от реалното *NETSCAN* сканиране;
- в четвъртата стъпка модулът *ProcessEvent* обработва информацията от "сканирането" и реконструира следи, траектории и точки на взаимодействие по начин, аналогичен на обработката на реалните данни;
- петият модул, *AnalysisReconstruction*, използва комбинираната информация от електронните детектори и сканирането на *NETSCAN* обема за пълна реконструкция на протеклото взаимодействие и характеристиките на родените частици. Тук може да се извърши и сравняване с "истинските" характеристики на събитието и неговите продукти и да се извлече информация за интересуващите ни ефективности, разделителни способности и т.н.

В качеството на илюстрация на Фиг. 5.16 е представено симулирано и реконструирано събитие с раждане на очарован мезон, който се разпада с излъчването на положително зареден мюон. Визуализацията е направена с интерактивния модул TVSHOW на CHANT (виж гл. 7 в [В19]).

Със създаването на описаната тук верига за симулационни пресмятания завърши изграждането на програмното осигуряване на експеримента CHORUS. Неговите добри качества, изразяващи се в адекватност на експерименталната апаратура и на физическата програма на изследванията, гъвкавост в развитието и поддържането и не на последно място ясни концепции при изграждането му са едно от главните условия за получаването на качествени физически резултати от експерименталната програма CHORUS. В следващата глава ще преминем към тяхното обсъждане.



1900-00-00/00:00:00



**Фигура 5.16.** Визуализация на реконструкцията на симулирано събитие с раждане на очарован мезон, което води до  $\mu^+$  и  $\mu^-$  в крайно състояние.

*a)* траектории на мюоните в електронните детектори. Поради малкия си импулс мюоните не достигат до втората междина на мюонния спектрометър;

**б)** траектории на заредените частици в областта на мишената. С различни цветове са показани "истинските" и възстановените траектории. Заградената площ около точката на взаимодействие е уголемена на вставката, където траекториите се виждат като поредица от сегменти, "измерени" в емулсионните листа.

#### 5.9. Приноси на автора към Глава 5

Авторът има съществен принос в развитието и поддържането на много от компонентите на програмното осигуряване на експеримента CHORUS. Създаването на тези компоненти е решаващо за извличането на всички съществени физически резултати на колаборацията. По-специално ще отбележим:

- създаване на част от програмите за реконструиране на траекториите на заредените частици в мюонния спектрометър, с използването на които се повишава ефективността на реконструкция и качеството на измерване на импулса на частиците в събития с повече от един мюон в крайно състояние;
- съществено участие в развитието на концепцията за модулна структура на пакета програми за реконструкция на събитията в електронните детектори и създаването на пакета *CHANT*;
- създаване на съществени части от пакета за симулиране на събитията и отклика на електронните детектори *EFICASS*, реорганизирането му с цел използване на стандартни средства в UNIX операционна среда за поддържането, компилирането и свързването му, както и поддържането и тестването на пакета за четири разновидности на UNIX операционни системи;
- развитие на идеята за комбиниране на създадени вече програмни пакети, написани на различни езици (FORTRAN77 и C++) в обща структура. Намиране на конкретни технически решения за конвертиране на различните формати на данните един в друг и създаване на обектно ориентирана база данни с единна схема, в която се съхраняват и са достъпни за приложения, написани на различни езици, резултатите от обработката на информацията както от електронните детектори, така и от сканирането на емулсиите. Прилагане и развитие на създадените вече средства за обединяване в една структура на симулационните пакети и изграждане на обектно ориентирана база данни за симулираните събития.

Усилията на автора, както и на не малък брой негови колеги, вложени в поддържането, развитието и усъвършенстването на програмното осигуряване на експеримента CHORUS, доведоха до създаването на програмни пакети с много добри качества от гледна точка както на техническата реализация, така и на реализираните физически идеи и алгоритми. Тези пакети се използват успешно и са в основата на получаването на всички физически резултати от колаборацията.

Представените в Глава 5 резултати са публикувани частично в [A1] и са докладвани на множество вътрешни колаборационни форуми. Списък на тези доклади и съобщения [B1 ÷ B19] е даден в глава **Литература, т. В** (стр. 263).

### Глава 6: Търсене на осцилации на неутрината от експеримента CHORUS

Основната цел на създаването на колаборацията CHORUS и построяването на експерименталния комплекс е търсенето на осцилации на неутрината от типа  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$ . Поради наличието на около 1.6 %  $v_e$  в неутринния сноп биха могли да бъдат наблюдавани и осцилации от типа  $v_e \rightarrow v_{\tau}$ . В тази глава ще се спрем на методите за търсене на такива осцилации и получените резултати.

#### 6.1. Принцип на измерването и отбор на регистрираните събития

Основната идея на измерването беше вече представена в §4.1. Мюонните неутрина от снопа, възникнали в резултат на разпадането на положително заредени пиони и каони, прелитат средно около 0.6 km преди да достигнат емулсионната мишена на CHORUS. Ако за това време някое от тях е променило типа си в т-неутрино, то при неговото СС-взаимодействие с нуклоните в мишената би се родил т-лептон. Роденият т-лептон преминава средно около 1 mm и се разпада с раждането на една или няколко заредени частици. Възникналата в резултат на тези процеси конфигурация от следи в емулсията е характерна (Фиг. 6.1) и може да се използва за установяване на раждането на т-лептон, който може да бъде роден само от СС-взаимодействие на т-неутрино.

В *първата фаза* от анализа на резултатите с цел търсене на осцилации идентифицирането на  $v_{\tau}$  взаимодействия с раждане на т-лептон беше ограничено до каналите на разпадане на т-лептоните (4.2a, б), в които се ражда само една отрицателно заредена частица: мюон или адрон. И в двата случая се реализира конфигурация, при която една от следите, започващи от върха на взаимодействието, променя посоката си, т. е. наблюдава се характерно "счупване" (*kink*) на около 1 mm от началото й. Търсенето на такива следи е в сърцевината на проведения анализ.

Както вече беше споменато в Глава 4, при четиригодишното експониране на детектора CHORUS в неутринния сноп, генериран от 5.06х10<sup>19</sup> протона, преминали през първичната берилиева мишена бяха записани около 2.3 млн. събития с тригер, посочващ взаимодействие в емулсионната мишена (Табл. 4.3). Реконструкцията на тези събития (виж §4.4) започва независимо в мюонния спектрометър, където се реконструират траекториите на родените във взаимодействието мюони (ако има такива) и в мишенния координатен детектор, където се възстановяват точката на взаимодействие в мишената и излизащите от малка околност около нея траектории на частици.



Фигура 6.1. Взаимодействие на v<sub>τ</sub> в емулсионната мишена с раждане и последващо разпадане на τ- лептон и принцип на локализиране на върха на взаимодействието чрез екстраполиране на възстановените в мишенния координатен детектор траектории на заредените частици към емулсионните листа.

След това се добавя информацията от останалите електронни детектори и в крайна сметка частиците се идентифицират (до известна степен), измерват се импулсите им и се възстановяват траекториите им от точката на взаимодействие до мюонния спектрометър. За по-нататъшен анализ се отбират тези събития, при които е възстановена точка на взаимодействие, тя се намира в основните емулсионни листа на мишената и поне една от траекториите е на отрицателно заредена частица. Събития, в които имаме само една траектория и тя е на отрицателна частица също се отбират, като за тях се счита, че точката на взаимодействие е в средата на емулсионния пакет, непосредствено предшестващ модула от сцинтилационни влакна, в който тази траектория се появява. Събитията с поне един отрицателен мюон съставят т.нар. *1µ извадка*. Ефективността на горната процедура за отбиране на неутринни взаимодействия с раждане на  $\mu^-$  от електронните детектори е около 80%. Тя е произведение на ефективностите за реконструкция и идентификация на такъв мюон<sup>1</sup> и тези за възстановяване на траекториите и намирането на точката на взаимодействие в мишенния координатен детектор. Част от загубите на събития се дължи на случаите, когато имаме идентифициран мюон, но неговата траектория не се "съшива" с необходимата точност с нито една от траекториите на частиците, реконструирани в него. Главна причина за неуспешна реконструкция на събитие в мишенния координатен детектор (т.е. не са намерени траектории или точка на взаимодействие) са случаите на раждане на  $\pi^0$  с последващо развитие на каскад в мишената, който пространствено съвпада с траекториите на родените във взаимодействието заредени частици.

Общият брой на събитията в *1µ извадката* е около 713 000. Следващото изискване е импулсът на идентифицирания мюон  $p_{\mu}$  да е по-малък от 30 GeV/c. При него отпадат 29% от събитията, което е една значителна редукция и намалява съществено общото време за сканиране на събитията. Ефектът върху евентуалните събития с раждане на  $\tau$ -лептон е значително по-малък. Само 15% от тях биха отпаднали, ако приемем, че  $v_{\tau}$  имат същия енергетичен спектър като  $v_{\mu}$ . Фактически действителната загуба е по-малка, защото високо-енергетичен мюон от разпадането на  $\tau$  се получава, когато той лети под малък ъгъл спрямо посоката на импулса на  $\tau$ -лептона, т.е. "счупването" на следата е слабо и ефективността за откриване на такова "счупване" е малка. С други думи, дори и да сканирахме събития с  $p_{\mu} > 30$  GeV/c, то не бихме могли да открием специфичната топология на раждането и разпадането на  $\tau$ -лептон в такива събития. В *1µ извадката* за проследяване и сканиране в емулсията се избира траекторията на отрицателния мюон. Това е т.нар. *scan-back* траектория.

Събития, в които има поне една отрицателна частица, но няма отрицателен мюон, съставят т.нар. *Оµ извадка*. Броят реконструирани такива събития е около 335 000. Направената оценка с Монте-Карло симулации показа, че от тях около 140 000 събития са резултат от СС-взаимодействие на  $v_{\mu}$ , при което роденият  $\mu^-$  не е успешно регистриран и/или идентифициран и около 20 000 събития са резултат от взаимодействието с мишената на неутрина от снопа, различни от  $v_{\mu}$ . Следващо изискване, приложено към събитията от *0µ извадката*, е поне една от отрицателно заредените частици да е с импулс в интервала 1 ÷ 20 GeV/с. Долната граница на интервала е избрана с оглед отрязването на многобройните траектории на ниско-енергетични частици, родени във вторични взаимодействия или в резултат на конверсия на  $\gamma$ -кванти. Горната граница се определя от влошаващата се с увеличаването на импулса разделителна способност на адронния магнитен спектрометър (виж §4.5),

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Мюони, които не достигат до мюонния спектрометър, могат в благоприятни случаи да бъдат идентифицирани и реконструирани и в калориметъра, разположен преди него. Тогава зарядът и импулсът им се измерват от адронния магнитен спектрометър, макар и с по-малка точност. Импулсът може да бъде измерен също така и по пробега им.

въпреки специалните изисквания към реконструираните траектории<sup>2</sup>, които да осигурят надеждно измерване на импулса. Траекториите, които удовлетворяват това условие, се избират за обратно (*scan-back*) проследяване. Те могат да са повече от една.

Отбраните събития в двете извадки по-нататък се подлагат на допълнителна селекция с цел да се осигури качествено сканиране от компютъризираните микроскопски системи. Избраните за проследяване траектории трябва да сключват с посоката на неутринния сноп ъгъл, по-малък от 400 mrad и по-голям от 50 mrad. Първото изискване е свързано с ограниченията в алгоритъма, използван от видео-процесора за търсене на следи във видеоизображенията (виж §5.5), а второто – с голямата "заселеност" на емулсиите с фонови следи от мюони, идващи от канала X7, чиито траектории са почти успоредни на неутринния сноп<sup>3</sup>.

След всички селекции, описани до тук, за сканиране остават 477 625 събития от *1µ извадката* и 122 412 събития от *0µ извадката*. Бяха сканирани по-малко събития: 355 395 и 85 211 съответно, главно поради ограничаване на активния обем от емулсии, които могат да бъдат сканирани, наложено от сканиращите устройства и поради лошото качество на няколко емулсионни листа<sup>4</sup>.

В Табл. 6.1 са сумирани числата, съответстващи на различните етапи от процедурите на отбор и сканиране на събитията от *1µ извадката*, а в Табл. 6.2 – от *0µ извадката*.

Основно предположение при *scan-back* проследяването на траекторията на отрицателната частица (мюон или адрон) с цел търсене на  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  осцилации е, че тази частица е родена от разпадането на  $\tau$ -лептон. Затова първата цел на проследяването й е да се установи емулсионният лист, в който е точката на разпадане в даденото събитие. В §5.4 и §5.5 беше изложена методиката на проследяване на траекторията, възстановена в мишенния координатен детектор и потвърдена от другите електронни детектори, в сменяемите и специални интерфейсни листа и оттам – в основните емулсионни листа. Нека напомним, че в основните емулсионни листа се сканират първите по посока на снопа ~100 µm от емулсията от първата страна на листа, а сканирането на сегментите и проследяването на траекториите върви от последните към първите листа. Когато проследяваната траектория не бъде намерена в два последователни листа, вторият от двата по посоката на снопа се обявява за съдържащ точката на разпадането<sup>5</sup>. В него траекторията се "счупва" и праволинейното проследяване я изгубва. В този емулсионен лист може да се съдържа и точката на

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Траекториите не трябва да пресичат никоя от 6-те "спици" на магнита, за да се избегне многократното разсейване. Освен това частиците трябва да са регистрирани във всяка от плоскостите на електронните координатни детектори на магнитния спектрометър (виж §4.5).

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Това ограничение се прилагаше само при сканирането на емулсии, експонирани през 1994 и 1995 г., когато интензивността на снопа мюони от X7 беше доста висока.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> При процедурите на приготвяне на емулсиите и проявяването им след експониране бракът не надвишава 5% [Aok00].

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Последните по посока на снопа 3 листа от даден емулсионен пакет се използват за съвместяване на координатите с интерфейсните листа и не се разглеждат в тази процедура.

## **Таблица 6.1**. Редукция на броя събития в **1µ извадката** в процеса на реконструкция.

Реконструирани събития с 1 $\mu^-$ и точка на взаимодействието в емулсията				
Селекция за $p_{\mu} < 30$ GeV/с и ъгъл в интервала $50 - 400$ mrad	477 625			
<i>Scan-back</i> сканирани събития	355 395			
Събития, в които е намерен емулсионен лист, съдържащ точката на	143 742			
разпадане/взаимодействие				
Събития, отбрани за визуално сканиране				

# **Таблица 6.2.** Редукция на броя събития в **Оµ извадката** в процеса на реконструкция в **първата фаза** на анализ на резултатите в *CHORUS*.

Реконструирани събития с $0 \mu^-$ и точка на взаимодействието в емулсията			
Събития с ≥ 1 отрицателна частица с импулс в интервала 1 - 20 GeV/с и	122 412		
ъгъл в интервала 50 – 400 mrad			
<i>Scan-back</i> сканирани събития	85 211		
Събития, в които е намерен емулсионен лист, съдържащ точката на	20 081		
разпадане/взаимодействие			
Събития, отбрани за визуално сканиране	2 282		

взаимодействие, а може тя да е в някой от листата, разположени преди него по посоката на снопа.

Броят на събитията, в които описаната процедура е дала резултат, са дадени в Табл. 6.1 и Табл. 6.2 като "сканирани събития, в които е намерен емулсионен лист, съдържащ точката на разпадане/взаимодействие". Това, както ще стане ясно по-късно, са събития с СС- или респективно NC-взаимодействия на  $v_{\mu}$  в емулсията, за които тази процедура трябва да дава емулсионния лист, в който е протекло взаимодействието. Вижда се, че ефективността на процедурата е различна за 1µ извадката (~40%) и 0µ извадката (~24%). Причината, потвърдена от детайлно Монте-Карло симулиране, е в следното. Често траекторията на отрицателния адрон в **О**µ събитията се припокрива с траектории на частици от адронни или електромагнитни каскади, възникнали в резултат на взаимодействието. Това влошава точността на параметрите на реконструираната траектория, оттам предсказанията за намиране на следите на частицата в интерфейсните листа са по-неточни и вероятността за намиране – по-малка. В случай на евентуално раждане на т-лептон и разпадането му по канала (4.26) траекторията на родения отрицателен адрон ще е по-изолирана, отколкото в случая на NC-взаимодействие на v<sub>u</sub> и ефективността за намиране на точката на разпадане се доближава до тази, получена за 1µ извадката.

#### 6.2. Търсене на събития с топология, съответстваща на разпадане на *т*-лептон

След като е намерен емулсионният лист, съдържащ точката на разпадане/взаимодействие, автоматичната микроскопска система предприема сканиране за търсене на топология от следи, съответстващи на разпадане на тлептон. С развитието на технологията на сканиране и увеличаване на скоростта на сканиращите устройства се развиваха и алгоритмите са подобно търсене. Основно бяха използвани три метода:

**Метод 1.** Той е приложен върху 16 737 *1*µ събития и 1050 *0*µ събития, регистрирани през първия сеанс за набиране на данни (1994 г.) и е описан подробно в [A2, A3]. Събитията с намерен емулсионен лист на разпад/взаимодействие се тестват по два начина:

Първият тест би дал положителен резултат, ако раждането и разпадането на т-лептона са станали в границите на един емулсионен лист, т.е. имаме *късо разпадно разстояние* на т-лептона. (Фиг. 6.2, топология **a**). Ако освен проследяваната траектория имаме намерени и потвърдени в емулсията и други траектории (най-малко една), то се иска минималното разстояние (прицелно разстояние, *impact parameter*) между  $\mu^-$ -траекторията и другите такива да е по-голямо от 2 до 8 µm (в зависимост от положението по посока на снопа на точката на минимално отстояние). Такива събития се подлагат на визуално полуавтоматично сканиране. Фиг. 6.3 представя разпределението на реалните събития и симулираните такива от типа (4.1) с последващ разпад (4.2a) по този прицелен параметър. Ако в събитието няма намерени други траектории, то се записват видео-изображения по цялата дълбочина на емулсионния лист с точката на разпад, които се подлагат след това на специален *видео-анализ* (виж Фиг. 6.4).

Вторият тест отбира събития, при които взаимодействието е станало в емулсионен лист, различен от този на разпадането, т.е. *дълго разпадно разстояние*. Ако ъгълът на "счупване" е по-голям от толеранса при *scan-back* проследяването на следите, то процедурата спира на емулсионния лист, който съдържа точката на разпадане (Фиг. 6.2, топология **b**). Записват се видеоизображения по цялата му дълбочина и се извършва *off-line* видео-анализ. Ако въпросният ъгъл е по-малък от толеранса на процедурата, то тя спира на листа, съдържащ точката на взаимодействие (Фиг. 6.2, топология **c**). Тогава разпадането на  $\tau$  може да се регистрира, като се реконструира следата на  $\tau$ лептона в емулсионния лист, следващ по посоката на снопа след този с взаимодействието. Посоката на тази следа не трябва да съвпада с посоката на нито една от траекториите в останалите детектори.



Фигура 6.2. Схеми на търсене на топология на разпадане в Метод 1.

Налага се и допълнителното ограничение напречният импулс  $p_t \approx \Delta \theta. p_{\mu} > 250 \text{ MeV/c}$ , където  $\Delta \theta$  е ъгълът между  $\mu$ -траекторията и новоизмерената следа. Фиг. 6.5 представя разпределението на реалните събития и симулираните такива от типа (4.1) с последващ разпад (4.2a) по този параметър. Поставянето на ограничение  $p_t > 250 \text{ MeV/c}$  елиминира около 95% от фона и само около 15% от сигнала. Ако събитието изпълнява това условие, то се сканира визуално в 5 последователни емулсионни листа, започвайки от листа на взаимодействието.

В резултат на прилагането на Метод 1 за визуално сканиране са отбрани 5768 *1* µ събития и 276 *0* µ събития.



Фигура 6.3. Разпределение на прицелния параметър в търсене на разпади с късо прелетно разстояние в **Метод 1**.



Фигура 6.4. Илюстрация на off-line видео-анализа, извършван за събития с интересна топология.



Фигура 6.5. Разпределение на реалните събития по напречния импулс на излитащия отрицателен мюон и на Монте-Карло симулирани събития с раждане на т-лептон в СС-взаимодействие и разпадането му по канала (4.2a)

Метод 2. Той е ориентиран към търсене на т-разпадания, когато точката на разпадане е в емулсионния лист, следващ този с точката на взаимодействие и ъгълът на разпадане<sup>6</sup> е по-голям от 25 mrad<sup>7</sup>. Методът е приложен към всички останали събития, т.е. 126 905  $1\mu$  събития и 19031  $0\mu$  събития. Идеята на търсенето е да се намери и реконструира следата на т-лептона между точката на взаимодействието и точката на разпадането му, т.е. "родителската" траектория, ако *scan-back* траекторията наречем "дъщерна". Фиг. 6.6 илюстрира този метод. След като се намери емулсионният лист, където се изгубва *scan-back* траекторията, той се счита за съдържащ точката на разпадане на т-лептона. Сканира се на дълбочина ~ 100 µm малка площ от първата по посоката на снопа страна на този лист около екстраполираната "дъщерна" траектория. Ако там се намери следа, чието минимално разстояние до "дъщерната" траектория е не повече от 15 µm, то събитието се отбира за визуално сканиране.



Фигура 6.6. Илюстрация на Метод 2 за търсене на разпадане на т-лептон в емулсионните листа. Прекъснатите линии представят конуса около "дъщерната" scan-back траектория, в границите на който се извършва сканиране за търсене на "родителската" траектория.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> Ъгъл на разпадане е ъгълът между посоката на *т*-лептона и посоката на мюона или адрона от разпадането му.

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> Това е толерансът на процедурата за проследяване на следите от даден в следващ емулсионен лист.

Методът работи и в случаите, когато точката на взаимодействието е в същия лист като точката на разпадането, но в първите 100 µm от емулсията от първата му страна, т.е. в обема, който се сканира.

Метод 2 е най-,,мощният" за търсене на разпадна топология в рамките на *scan-back\_*стратегията от *първата фаза* на сканиране в CHORUS. Той осигурява около 85% от ефективността за такова търсене. В резултат на неговото прилагане бяха отбрани 5 006 *1*µ събития и 1 823 *0*µ събития за визуално сканиране.

**Метод 3.** Този метод е приложен върху част от вече сканирани събития<sup>8</sup> с цел увеличаване на ефективността за търсене на разпадна топология. При него, след като е идентифициран листът, където проследяваната траектория се изгубва, в този лист се провежда търсене на следи в емулсията от всички траектории, реконструирани в сцинтилационните плоскости на мишенния координатен детектор, разположени след дадения емулсионен пакет. С помощта на намерените такива следи се конструира точка на взаимодействие чрез намиране на точката на минимално разстояние между тях. След това могат вече значително по-точно да бъдат изчислени прицелното разстояние и напречния импулс на *scan-back* траекторията и да се приложат много по-надеждно кинематичните критерии, базирани на тях (виж Фиг. 6.3 и Фиг. 6.5). Методът увеличава чувствителността за търсене на *къси разпадни разстояния* и осигурява около 15% от ефективността за търсене на разпадни топологии. В резултат на неговото прилагане са допълнително отбрани за визуален анализ още 624 *1* $\mu$ събития и 183 *0* $\mu$  събития.

#### 6.3. Визуален анализ

Визуалният анализ (сканиране) на отбраните събития се извършва с помощта на полуавтоматични компютъризирани микроскопски системи. Целта е да се потвърди или отхвърли наличието на разпадна топология, т.е. наличие на връх на взаимодействие, от който излиза проследяваната траектория и на нея има точка на разпадане, т.е характерно "счупване". "Родителската", "дъщерната" и всички други следи, излизащи от точката на взаимодействие, се измерват внимателно. Събитието се маркира като потенциален кандидат, ако в точката на разпадане няма черни следи<sup>9</sup>, следи на ядрени фрагменти, Оже електрони или силно почерняване, дължащо се на разцепване на ядрото. На Фиг. 6.7 са илюстрирани някои от фоновите случаи, които удовлетворяват критериите на изложените по-горе методи за автоматична селекция и които се нуждаят от визуален анализ. В ~ 80% от случаите имаме работа със случайно пространствено съвпадение на следи на ниско-енергетични фонови частици и несвързано с тях по време неутринно взаимодействие. В около 12% от визуално инспектираните събития имаме съвместяване в една "счупена" следа на следите

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> Методът е приложен върху 70% от *1µ* събитията, регистрирани по време на сеанса за набиране на данни през 1995 г. и върху 75% от всичките събития с намерен лист на взаимодействие/разпадане, регистрирани в сеансите през 1996 и 1997 г.

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> Следи на силно йонизиращи ниско-енергетични частици.

на две различни частици: такава, летяща напред от точката на взаимодействие и такава, летяща назад. В 4% от случаите "счупването" на иначе правата следа се дължи на изкривяване на емулсията при проявяването. 2.5% са случаи на вторично взаимодействие на адрони, родени в точката на взаимодействие и около 1.5% са следи на отрицателни π– или К–мезони, които са се разпаднали на отрицателен мюон и мюонно антинеутрино.



Фигура 6.7. Илюстрация на фонови събития, които удовлетворяват критериите на автоматичния отбор. Scan-back следата е обозначена с червена стрелка.

След отхвърлянето на очевидните фонови случаи при визуалния анализ останалите събития преминават допълнителна кинематична селекция. За  $1\mu$  събитията това са главно две изисквания: напречният импулс на "дъщерната" траектория спрямо родителската да е по-голям от 250 MeV/c<sup>10</sup> и точката на разпадане да не е много отдалечена от точката на взаимодействие – т.е. да се намира в някой от следващите 5 емулсионни листа. За  $0\mu$  събитията възможните фонови комбинации са доста повече и по-заплетени, поради което първо ще анализираме общо фоновите условия и за двете извадки и на базата на този анализ ще формулираме критериите за отбор.

#### 6.4. Оценка на фона и последен отбор на събитията

Неизбежен фон в търсенето на  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  осцилации са взаимодействията на наличните в снопа т-неутрина (виж §4.2). Симулационни пресмятания, базирани на експериментални данни, показват, че при поток неутрина, съответстващ на реконструираните събития в Табл. 6.1 и 6.2, този фон е по-малък от 0.1 събитие [Vyv97] и може да се пренебрегне.

Отделно от взаимодействията на наличните  $v_{\tau}$ , фон е всяко взаимодействие в емулсията, при което се получава отрицателна частица, чиято траектория в емулсионните листа се "счупва" по някаква причина. С цел получаването на реалистична оценка за броя фонови събития са симулирани достатъчно голям брой събития, причинявани от всички известни процеси, които водят до подобна топология. Симулирането е извършено с помощта на пакета *EFICASS*. След това симулираните събития са обработени с пакета *CHANT*, настроен по същия начин, както и за обработката на реалните данни.

Един от възможните източници на фонови събития е раждането на очаровани адрони в СС-взаимодействия:

• раждане на отрицателно заредени очаровани адрони при взаимодействия на анти-неутрината от снопа:

$$\begin{pmatrix} \overline{\nu}_{\mu} \\ \overline{\nu}_{e} \end{pmatrix} + N \rightarrow \begin{pmatrix} \mu^{+} \\ e^{+} \end{pmatrix} + D^{-} + X \qquad (6.1)$$

$$\downarrow_{\mu^{-} + neutrals}$$

при което първичният лептон ( $\mu^+$  или e<sup>+</sup>) не е идентифициран, а се регистрира отрицателният мюон или като такъв, или като отрицателен адрон. В *1µ извадката* от събития с локализиран връх на взаимодействие този фон съставя 0.11 събития, а в *0µ извадката* – 0.02 събития.

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> Това изискване елиминира мюонните разпадания на вторични пиони и каони.

• раждане на положително заредени очаровани адрони като  $D^+$ ,  $D^+_S$ ,

 $\Lambda_{C}^{+}$  при взаимодействие на неутрината от снопа (процеси, зарядово спрегнати на горните), при което първичният лептон не е идентифициран, а вторичният  $\mu^{+}$  е погрешно идентифициран като отрицателен мюон или адрон. Очакват се 0.7 такива събития в  $\theta\mu$  извадката и по-малко от 0.03 събития в  $1\mu$  извадката поради много малката вероятност за неправилно измерване на заряда на мюона в мюонния спектрометър.

 раждане на очаровани адрон и анти-адрон в v<sub>µ</sub> CC- или NCвзаимодействие (асоциирано раждане на очаровани адрони, виж §7.8), когато разпадането на единия очарован адрон не е регистрирано и (само за CC-взаимодействията) първичният мюон не е идентифициран. Оценката за приноса на такива редки процеси към фона в случая е по-малка от 0.1 събитие и можем да го пренебрегнем.

Най-съществен източник на фонови събития в описвания анализ е еластичното или квази-еластичното разсейване на вторичните адрони от атомните ядра на емулсията без видим откат на ядрото и без указания за разцепването му (следи от изпарителни нуклони, Оже-електрони и т.н.). В точката на такова разсейване адронната следа се "счупва", без да са видими следи на други заредени частици и се имитира разпадна топология, попадаща в *Оµ извадката.* Такива събития (white kink в терминологията на ядрените фотоемулсии) няма как да се отстранят напълно, но броят им може да се потисне чрез подходящи кинематични ограничения. За съжаление, свойствата на подобни взаимодействия са слабо изучени[Bal61, Kod97]. При проследяване на 243 m scan-back адронни траектории за търсене на разпадна топология в CHORUS са намерени 26 такива взаимодействия в емулсионните листа извън сигналната област за т-разпадане<sup>11</sup>. Само 8 от събитията имат напречен импулс, по-голям от 250 MeV/c. От тези данни е оценена ефективната "дължина на взаимодействие" за наблюдаване на такива събития: 24.0 ± 8.5 m. Беше направено и специално измерване [Bul00], при което в пионен сноп с импулс 2 – 5 GeV/с бяха облъчени емулсионни листа, аналогични на тези в мишената. Резултатите потвърдиха горните данни. От тях чрез Монте-Карло симулиране<sup>12</sup> беше оценен броят на подобни фонови събития в сигналната област: 2.6 ±0.8. Този брой може да бъде намален още чрез подходящи ограничения, базирани на разликата в кинематичните свойства между тях и разпадането на τ-лептон по канала (4.2б), както е обсъдено по-долу.

Една от променливите, които могат да се използват, е импулсът на адрона, чиято траектория се проследява. Средната дължина на разпадане на  $\tau$ -лептона  $L_{decay}$  е корелирана с този импулс, поради което фиксираното ограничение върху

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> Повече от3 емулсионни листа между точката на взаимодействието и точката на "счупването".

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> Симулирането на адронни взаимодействия в емулсиите на CHORUS беше направено с помощта на пакет FLUKA (виж <u>http://www.fluka.org</u>).

тази дължина при търсенето в CHORUS от 3 емулсионни листа след листа с точката на взаимодействието, в които се търси "счупване", може да се замени с ограничение, зависещо от въпросния импулс. Това е илюстрирано на Фиг. 6.8.



Фигура 6.8. Монте-Карло симулирани събития с адронно "счупване" в емулсиите на CHORUS. Правите линии показват ефекта на възможните ограничения: L<sub>decay</sub> = L<sub>3plates</sub> и L<sub>decay</sub> = L<sub>ε</sub>, където ε е фиксирана ефективност за намиране на разпадането на τ-лептон. Изборът в описвания анализ е ε = 80%.

Друга полезна величина е ъгълът  $\Theta_{\tau-h}$  между "родителската" траектория (евентуално  $\tau$ -лептон) и посоката на адронния каскад, резултат от ССвзаимодействието на  $v_{\tau}$ , в равнина, перпендикулярна на неутринния сноп. За такива събития този ъгъл е близък до 180°. Обратно, адроните със "счупени" траектории обикновено са част от адронния каскад, образувал се при  $v_{\mu}$  ССвзаимодействие или пък са очаровани частици, при което този ъгъл има поравномерно разпределение с предпочитание към 0°. Обсъжданите тук случаи са илюстрирани графично на Фиг. 6.9. Монте-Карло разпределенията са показани на Фиг. 6.10.



Фигура 6.9. Кинематиката на събитията с раждане на т-лептон (т-king) и на фоновите събития ("white king", charm decay) в равнина, перпендикулярна на неутринния сноп



**Фигура 6.10.** Монте-Карло разпределения за ъгъла  $\Theta_{\tau-h}$  (виж текста) в случая на адронно "счупване" и на т-разпадане. Точките са резултатите от измерването на CHORUS [Bul00]. С дебелата прекъсната линия е обозначено избраното ограничение  $\Theta_{\tau-h} > 90^{\circ}$ , което запазва 83% от т-сигнала.

Изборът на ограниченията по  $L_{decay}$  и  $\Theta_{\tau-h}$  се базира на идеята за получаване на най-добра чувствителност към търсене на осцилации. Чувствителността *S* (*sensitivity*) на експеримента е средното ограничение (90% *CL*) върху вероятността за осцилации по група (*ensemble*) от еднородни експерименти, които експерименти имат същите фонови условия и налагат същите критерии за отбор и ограничения. Табл. 6.3 сумира числата, на базата на които е направен изборът на кинематичните ограничения.

Таблица 6.3. Данни за фоновите събития, ефективностите на регистрация и съответните чувствителности на експеримента CHORUS за търсене на осцилации ν<sub>µ</sub>→ν<sub>τ</sub> при наложени различни кинематични ограничения. Първата колонка представя ефективността за регистрация на τ-разпадания при дадените ограничения. Втора, трета и четвърта колонки показват пресметнатия брой фонови събития с адронно "счупване" и раждане на очаровани адрони в ν- и ν-взаимодействия, които биха се намерили. Петата колонка отразява пресметнатия пълен брой фонови събития, шестата представя реално наблюдавания оброй. Седма и осма колонки показват същото като пета и шеста, но след налагане на ограничения по ъгъла Θ<sub>τ-h</sub>. Последната

колонка показва изчислената чувствителност при дадените ограничения и дадения брой намерени фонови събития. Направеният избор от колаборацията CHORUS е ограден.

	L <sub>decay</sub> efficiency	WK	Charm neutrino	Charm anti-v	BG <sub>tot</sub>	N <sub>observ</sub>	Θ <sub>τ-h</sub> > BG <sub>expt</sub>	∘ 90° N <sub>observ</sub>	Sensitivity x 10 <sup>4</sup>
L <sub>3plate</sub>	€0.87	2.62	0.69	0.03	3.34	4	1.57	2	3.80
	0.90	2.56	0.69	0.04	3.29	6	1.46	2	3.78
	0.80	1.69	0.52	0.03	2.24	1	1.08	0	<b>3.72</b>
	0.70	0.96	0.52	0.02	1.50	1	0.66	0	3.75
	0.60	0.90	0.46	0.01	1.37	о	0.60	0	3.85
	0.50	0.65	0.23	0.01	0.88	0	0.39	0	3.92

Сега ще пресметнем броя  $N_{\tau}^{max}$  на СС-взаимодействията на  $v_{\tau}$ , които бихме могли да регистрираме при така изложените процедури за анализ, ако всички  $v_{\mu}$  са конвертирали в  $v_{\tau}$  преди да достигнат мишената на CHORUS. С помощта на това число ще получим горна граница за вероятността за осцилации в следващия параграф.

Максималният брой взаимодействия за  $1\mu$  извадката,  $(N_{\tau}^{max})_{1\mu}$  можем да запишем като:

$$\left(N_{\tau}^{\max}\right)_{1\mu} = N_{1\mu}^{loc} \cdot r_{\sigma} \cdot r_{A} \cdot \varepsilon_{kink} \cdot Br_{\mu} \qquad (6.2)$$

Тук отделните множители имат следния смисъл:

- *N*<sup>loc</sup><sub>1µ</sub> = 143 742 е броят събития, в които при *scan-back* проследяването е намерен емулсионният лист, съдържащ точката на взаимодействие/разпад;
- $r_{\sigma} = \langle \sigma_{\tau}^{CC} / \sigma_{\mu}^{CC} \rangle = 0.53$  е усредненото по енергиите на неутрината в снопа отношение на сеченията за СС-взаимодействие;
- $r_A = \langle A_{\tau} / A_{\mu} \rangle = 0.97$  е усредненото по сеченията на взаимодействие отношение на геометричните захвати и ефективностите за регистрация на събития, които са резултат на съответното ССвзаимодействие.  $A_{\tau}$  и  $A_{\mu}$  включват геометричните и кинематични ограничения при реконструкцията на събитията преди сканирането, ефективността на тази реконструкция, а така също и ефективността на *scan-back* процедурата за намиране на листа, съдържащ точката на взаимодействие/разпадане. Както се вижда, това отношение е близко до 1 и това е главният аргумент  $N_{\tau}^{max}$  да се нормира на броя регистрирани взаимодействия на  $v_{\mu}$ ;
- *<i>ε*<sub>kink</sub> = 0.39 е средната ефективност на методите за търсене на разпадна топология. Тук се включва също така и ефектът на налаганите след това кинематични ограничения;
- $Br_{\mu} = 17.4\%$  е парциалната вероятност за разпадането (4.2а).

Максималният брой взаимодействия за  $\theta\mu$  извадката  $(N_{\tau}^{max})_{0\mu}$  записваме по аналогичен начин:

$$(N_{\tau}^{\max})_{0\mu} = N_{0\mu}^{loc} . r_{\sigma} . \sum_{i=1,3} (r_A)_i . (\mathcal{E}_{kink})_i . Br_i$$
 (6.3)

където:

- N<sup>loc</sup><sub>0µ</sub> = 20 081 е броят събития от *0µ извадката* с намерен лист на взаимодействие/разпадане;
- $r_{\sigma}$  е същото, както в (6.2).

Сумирането е по трите канала на разпадане на т-лептона (4.2а,б,г), които могат да дадат принос в  $\theta\mu$  извадката. Случаят (4.2б) е собствено  $\theta\mu$  събитие. При разпадането (4.2а) е възможно мюонът да не бъде идентифициран като такъв, а само като отрицателна частица и събитието да попадне в  $\theta\mu$  извадката. В случая (4.22г), когато имаме електрон вместо мюон, траекторията на този електрон може да е достатъчно изолирана, т.е. да не се е развил електромагнитен каскад в емулсията и събитието също да се класифицира като  $\theta\mu$ . Стойностите на парциалните вероятности,  $Br_i$ ,  $(\varepsilon_{kink})_i$  и  $(r_A)_i$  са представени в Табл. 6.4.

**Таблица 6.4.** Ефективности за търсене на разпадна топология Е<sub>kink</sub> и относителни акспетанси r<sub>A</sub> за събития с различен произход от *Оµ извадката* 

Канал на разпадане <i>і</i>	Парциална вероятност Br <sub>i</sub>	$(\mathcal{E}_{kink})_i$	$(r_A)_i$	$Br_i \mathbf{x}(\boldsymbol{\varepsilon}_{kink})_i \mathbf{x}(r_A)_i$
$\tau \to v_\tau \ h^- n h^0$	49.5 %	0.11	2.88	0.157
$ au  o v_{ au} \  ilde{v}_e \ e^-$	17.8%	0.05	2.21	0.020
$ au  ightarrow v_{ au} \  ilde{v}_{\mu} \ \mu^-$	17.4%	0.10	0.69	0.012

Трябва да отбележим, че интерпретацията на отношенията на  $(r_A)_i$  от Табл. 6.4 не е толкова очевидна, както при **1** $\mu$  извадката. Основният принос към **0** $\mu$  извадката имат събитията от NC-взаимодействия на  $v_{\mu}$ , докато  $r_{\sigma}$  е отношението на CC-сеченията. Поради това в съответното  $r_A$  се включва и отношението на NC- към CC-сечението на  $v_{\mu}$ . Също така ефективността на scanback процедурата в **0\mu** извадката силно се различава за събития, предизвикани от  $v_{\mu}$  и от  $v_{\tau}$ , както беше отбелязано в §6.1.

Крайният резултат в *първата фаза* от търсенето на събития с разпадна топология, съответстваща на разпадане на т-лептон, е отрицателен. Не е намерено нито едно такова събитие при прилагане на ограничения, които оптимизират чувствителността на измерването.

Изчисленият максимален брой регистрируеми  $v_{\tau}$  СС-взаимодействия в  $1\mu$  извадката съгласно (6.2) е 5014. Аналогичният брой за  $0\mu$  извадката от (6.3) е

2004. Тези числа са основата за пресмятането на горната граница на вероятността за осцилации, направено в следващия параграф.

## 6.5. Горни граници за осцилации на неутрината, получени от CHORUS в *първата фаза* на анализ на резултатите

При липса на събития с регистрирано т-разпадане могат да бъдат поставени само горни граници за неутринни осцилации от типа  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  и  $v_e \rightarrow v_{\tau}$ . Поставяне на ограничение за първия тип осцилации е главната задача на експеримента. Ограничението за втория тип осцилации се получава почти автоматично. В снопа има около 0.9% електронни неутрина (виж §4.2), които също биха могли да осцилират в  $v_{\tau}$ . Тъй като не наблюдаваме раждането на тлептон, то можем да поставим граница и за този тип осцилации<sup>13</sup>.

Ще използваме двукомпонентната схема за смесване, при която вероятността за осцилации се дава от (3.13) с отчитане на (3.16):

$$\boldsymbol{P}_{l\tau} = \sin^2 2\theta_{l\tau} \cdot \sin^2 \left( \frac{1.27 \cdot \Delta m_{l\tau}^2 \cdot L}{E_{\nu_l}} \right) , \qquad (6.4)$$

където  $l = \mu$ , *e*. Средните стойности на *L*,  $E_{\nu\mu}$  и  $E_{\nu e}$  са 0.6 km, 27 GeV и 40 GeV, съответно.

За големи стойности на  $\Delta m_{l\tau}^2 sin^2()$  се осреднява до ½ и горната граница за вероятността за осцилации не зависи от енергията на неутрината. За случая на  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  осцилации можем да запишем:

$$P_{\mu\tau} \le \frac{N_{\tau}}{(N_{\tau}^{\max})_{1\mu} + (\dot{N}_{\tau}^{\max})_{0\mu}}, \qquad (6.5)$$

където числата в знаменателя са пресметнати в предишния параграф, а  $N_{\tau}$  е горната граница за броя  $\tau$ -кандидати.

Когато  $\Delta m_{l\tau}^2$  е сравнимо с отношението *E/L*, спектърът на  $v_{\tau}$ , получен в резултат на осцилации, се изменя съгласно множителя  $sin^2()$  в (6.4). Горната граница в този случай ще зависи от енергията на  $v_{\tau}$ . При изчисляването й ние вземаме предвид енергетичната зависимост на сеченията за взаимодействие, геометричния захват и съответните ефективности и провеждаме съответното интегриране в подходящи енергетични интервали.

На Фиг. 6.11 е представена енергетичната зависимост на пълната ефективност за регистриране на СС-взаимодействие на  $v_{\tau}$  в експеримента CHORUS. Тя включва всички етапи на процедурите за анализ, т.е. реконструкция на събитията, намиране на емулсионния лист, съдържащ точката

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> Ако наблюдавахме сигнал, то тогава щеше да възникне задачата за разделянето на приносите на  $v_{\tau}$  и  $v_e$  в него.

на взаимодействие или разпадане, търсене на разпадна топология и следващите кинематични ограничения.



**Фигура 6.11.** Пълна ефективност за детектиране на  $v_{\tau}$  *CC*-взаимодействия от *CHORUS* като функция на енергията на  $v_{\tau}$ .

Същественото намаляване на ефективността при енергии над ~100 GeV/с се дължи на приложените ограничения върху импулса на дъщерната частица на  $\tau$ -разпадането, чиято траектория е избрана за проследяване *(scan-back)*. Това намаляване не се отразява съществено на възможния брой регистрирани  $v_{\tau}$ взаимодействия поради малкия брой високо-енергетични  $v_{\mu}$  (респ.  $v_e$ ) в снопа (виж Фиг. 4.4).

Стойността на  $N_{\tau}$  в числителя на (6.5) зависи от избрания статистически метод за оценка и от неопределеностите на числата в знаменателя. Последните включват различни компоненти. Можем да пренебрегнем неопределеностите в парциалните вероятности за разпадане на  $\tau$ -лептона, както и статистическата грешка от Монте-Карло симулациите. Също така не е съществена и неопределеността в отношението на сеченията  $r_{\sigma}$ . Основен принос имат отношението на акспетансите  $r_A$  и ефективността за намиране на разпадна топология  $\varepsilon_{kink}$ . Общата систематична неопределеност на знаменателя на (6.5) за случая на  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  осцилации се оценява на 17%.

За определяне на стойността на  $N_{\tau}$  при написването на работа [A5] беше предпочетен подходът на Т. Junk [Jun99], който дава възможност за пряко комбиниране на различни канали на търсене на осцилации и съответства на

използваните статистически методи от по-раншните експерименти CDHS [Dyd84a], CHARM II [Gru93], CCFR [Mcf95], E351 [Ush86], с които ние се сравняваме. Базирайки се на този подход, при нулев резултат в 2 независими канала на търсене ( $1\mu$  и  $0\mu$ ), 17% неопределеност на знаменателя в (X10) и 90% *CL* получаваме  $N_{\tau} = 2.42$ .

Тогава от (6.5) за вероятността за  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  осцилации имаме:

$$P_{\mu\tau} \leq 3.4 \ge 10^{-4}$$
 (6.6)

Сьответната област в пространството на параметрите  $(\sin^2 2 \mathcal{G}_{\mu\tau}, \Delta m_{\mu\tau}^2)$ , която се изключва с 90%-но ниво на достоверност, се намира надясно от плътната червена линия на Фиг. 6.12. Пълно смесване ( $\theta_{\mu\tau} = \pi/4$ ) се изключва на ниво 90% за  $\Delta m_{\mu\tau}^2 > 0.6 \text{ eV}^2/\text{c}^4$ , а големи  $\Delta m_{\mu\tau}^2$  (> 50 eV<sup>2</sup>/c<sup>4</sup>) се изключват при  $sin^2 2\theta_{\mu\tau} > 6.8 \times 10^{-4}$ .

Резултатите на CHORUS могат да бъдат сравнени с резултатите на експеримента NOMAD [Alt98], търсещ същите осцилации в същия неутринен сноп посредством чисто електронна методика. Известните към момента на публикуване на нашата работа [A5] резултати на NOMAD [Ast00a] са представени с плътна синя линия на Фиг. 6.12, като числото, аналогично на (6.6) в тяхната публикация е 2.2 х 10<sup>-4</sup>.

Прякото сравнение е в известна степен заблуждаващо, тъй като анализът на NOMAD се базира на друг статистически подход, този на Feldman-Cousins [Fel98]. При този подход статистическа флуктуация на измерения фон към стойности, по-малки от очакваното средно, снижават бързо горната граница. Използването на същия подход при анализа на CHORUS води до  $N_{\tau} = 1.42$  и  $P_{\mu\tau} \le 2.0 \times 10^{-4}$ . Съответната крива е представена с червена прекъсната линия с точки на Фиг. 6.12.



Фигура 6.12. Ограничение за v<sub>µ</sub>→v<sub>τ</sub> осцилации в пространството на параметрите (sin<sup>2</sup> 29<sub>µτ</sub>, Δm<sup>2</sup><sub>µτ</sub>), получено от CHORUS в първата фаза на анализ на резултатите (плътната червена линия). За сравнение с черни прекъснати линии са показани резултатите от предишните експерименти CDHS [Dyd84a], CHARM II [Gru93], CCFR [Mcf95], E351 [Ush86] и резултатът на експеримента NOMAD [Ast00a] (плътна синя линия). С червена прекъсната линия с точки е показано ограничението на CHORUS, пресметнато по статистическия метод [Fel98],използван от NOMAD.

За получаване на ограничение за  $v_e \rightarrow v_\tau$  осцилации величините във формула (6.5) трябва да бъдат пресметнати наново. Това се налага поради по-"твърдия" спектър на  $v_e$  (средна енергия 40 GeV), което води до намаление в средната ефективност за регистрация. Това намаление се компенсира донякъде от ръста на сечението за взаимодействие с енергията. Общата неопределеност също е по-голяма (28%), главно поради неопределеността в потока електронни неутрина. Аналогичната на (6.6) 90% *CL* горна граница на вероятността за осцилации  $v_e \rightarrow v_\tau$  е:

$$P_{e\tau} \leq 2.6 \ge 10^{-2}$$
 (6.7)

Областта от пространството на параметрите  $(\sin^2 2 \vartheta_{e\tau}, \Delta m_{e\tau}^2)$ , която се изключва с 90%-но ниво на достоверност, е показана с плътна червена линия на Фиг. 6.13. Пълно смесване ( $\theta_{\mu\tau} = \pi/4$ ) се изключва за  $\Delta m_{e\tau}^2 > 7.5 \text{ eV}^2/\text{c}^4$ , а големи  $\Delta m_{e\tau}^2$  (> 100 eV<sup>2</sup>/c<sup>4</sup>) се изключват при  $sin^2 2\theta_{e\tau} > 5.2 \times 10^{-2}$ .



Фигура 6.13. Ограничение за v<sub>e</sub>→v<sub>τ</sub> осцилации в пространството на параметрите (sin<sup>2</sup> 29<sub>eτ</sub>, Δm<sup>2</sup><sub>eτ</sub>), получено от CHORUS в първата фаза на анализ на резултатите (плътната червена линия). За сравнение със зелена линия е показан по-ранният резултат на експеримента E351 [Ush86] и резултатът на експеримента NOMAD [Ast00a] (плътна синя линия). С червена прекъсната линия с точки е показано ограничението на CHORUS, пресметнато по статистическия метод [Fel98],използван от NOMAD.

#### 6.6. Втора фаза на анализ на събитията в CHORUS

Както вече беше споменато в Глава 4 и Глава 5, развитието на технологията за сканиране на емулсиите и реконструиране на следи в тях доведе до ускоряването на процеса на сканиране с повече от 2 порядъка. Това даде възможност за разработването на метода на NETSCAN сканирането, при който ефективността за търсене на разпадни топологии след намиране на точката на взаимодействие в емулсионните листа е значително по-голяма, отколкото при методите, обсъдени в §6.2. С оглед на възможността за подобряване на чувствителността на експеримента за търсене на осцилации колаборацията реши да се анализират наново част от регистрираните събития с използването на NETSCAN. Вниманието беше насочено към **Ои извадката** от събития, регистрирани през 1996-1997 г., защото от тях се очакваше най-голям принос в повишаване на чувствителността. Очакването се базираше на високата ефективност на работа на експерименталната апаратура през този период и на възможностите на *NETSCAN* за по-ефективно търсене на разпадна топология в сравнение с преди използваните методи именно в *0µ* събитията. Получените резултати, публикувани в [А23, А28], са изложени по-долу.

За повторно сканиране във *втората фаза* бяха избрани 102 544  $0\mu$ събития, които удовлетворяват критериите за отбор за  $0\mu$  извадката, като изискването за импулс на проследяваната траектория в интервала 1 ÷ 20 GeV/с не беше налагано. За обратно проследяване се избираше най-изолираната следа. За всичките намерени следи в интерфейсните листа в радиус ~1 mm около *scanback* траекторията се предприема процедура по "съшиване" с възможни траектории, реконструирани в мишенния координатен детектор. Следите, за които тази процедура е успешна, се екстраполират, търсят и проследяват в основните емулсионни листа. При успешно намиране на емулсионен лист, който съдържа точката на взаимодействие, се предприема *NETSCAN* сканиране и реконструкция, описани в §5.6. В Табл. 6.5 са сумирани резултатите от последователните етапи на реконструкция на събитията.

Таблица 6.5.	Редукция на броя събития в <b>0µ извадката</b> в процеса на				
	реконструкция във втората фаза на анализ на резултатите в				
	CHORUS.				

Етап на реконструкция във <i>втората фаза</i> на CHORUS	Брой събития
<i>scan-back</i> сканирани <i>0µ</i> събития	102 544
Събития, в които е намерен емулсионен лист, съдържащ точката на разпадане/взаимодействие	35 039
Събития с успешна NETSCAN реконструкция	29 404
Събития с реконструиран връх на взаимодействието	22 661

*NETSCAN* реконструкцията е успешна, когато реконструираните траектории на базата на сканираните сегменти в *NETSCAN* обема имат добро

качество на фитиране с права линия по критерия  $\chi^2$  (около 84% от събитията). От Табл. 6.5 се вижда, че ефективността на *scan-back* процедурата е около 34%, което е едно увеличение с 10% спрямо *първата фаза*. То се дължи на отпадането на ограничението по импулс и заряд на *scan-back* траекторията, на увеличената площ на сканиране в интерфейсните листа и на подобренията в алгоритмите за реконструкция в електронните детектори (прехода *CHORAL*  $\rightarrow$ *CHANT*). Реконструирането на връх на взаимодействието е успешно в 77% от събитията с добре възстановени траектории.

По-нататък се предприема търсене на разпадна топология. Примери за такава топология бяха показани на Фиг. 5.8 (Монте-Карло симулация на раждане и разпадане на т-лептон) и Фиг. 5.9 (реално събитие с раждане на неутрална частица и разпадането й на 2 заредени частици).

Първият етап на търсене се осъществява автоматично. Критериите за отбор селектират 3 групи събития:

- събития с късо разпадно разстояние: това са събития с един връх на взаимодействие, потвърден от мишенния координатен детектор<sup>14</sup> в NETSCAN обема и най-малко една изолирана траектория, потвърдена от координатния детектор, чието прицелно разстояние до върха е в интервала 7.2-100 µm;
- събития с дълго разпадно разстояние: събития с емулсионна траектория, реконструирана в NETSCAN обема, върху която се наблюдава "счупване". Това са фактически две праволинейни следи, които отстоят на разстояние, по-малко от 6 µm една от друга. "Дъщерната" следа трябва да е потвърдена от координатния детектор. Ако има реконструиран връх на взаимодействието в обема, то той трябва да е потвърден от координатния детектор и "майчината" следа да минава на разстояние, по-малко от 3 µm от него;
- събития с "многочастично" (multi-prong) разпадане: събития, в които са NETSCAN реконструирани два (или повече) върха. Вторичният връх би могъл да е в резултат на τ-разпадане по канала (4.2в). В тази група се включват и събития, в които двата върха не са свързани със следа на заредена частица.

Отбраните по тези критерии 754 събития се подлагат на визуално сканиране, за да се установи точно тяхната топология. При това сканиране се отбират събития, които имат една от следните топологии:

- С1: събитие с един връх, от който излиза траектория със "счупване", по-голямо от 50 mrad. Такива събития са 59;
- С3: събитие с един връх, от който излиза траектория, която в дадена точка "се разпада" на 3 траектории. Намерени са 48 такива събития;

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup> Връх на взаимодействието, конструиран от следи в емулсията, се счита за потвърден от мишенния координатен детектор, когато най-малко една от неговите следи (траектории) е потвърдена от този детектор, т.е. се "съшива" с траектория, реконструирана от него.
V2: събитие с два върха, които не са съединени със следа на заредена частица, като от вторичния връх излизат две заредени частици. Намерени са 99 такива.

Тау-лептонните разпадания могат да имат С1- или С3-топология. Събитията с V2-топология се дължат главно на раждане и разпадане на неутрални очаровани адрони и се използват тук за оценка на фона.

Възможните фонови процеси, които могат да "имитират" разпадане на тлептон, бяха обсъдени в §6.4. Поради увеличената ефективност на *NETSCAN* сканирането на събитията от *0µ извадката*, оценката на броя фонови събития тук трябва да се направи по-прецизно.

Фонът от разпаданията на очаровани адрони може да се оцени с използването на сеченията за раждане на  $D^+$ ,  $D_S^+$ ,  $\Lambda_C^+$  във взаимодействията на  $v_{\mu}$  и измерените от CHORUS парциални вероятности за техните разпадания с раждане на 1 или 3 заредени частици [A19], виж също §7.2, §7.5:

$$N_{Ci} = N_{V2} \cdot \frac{\sigma_C^+}{\sigma_{D^0}} \cdot \frac{\varepsilon_{Ci}}{\varepsilon_{V2}}, \qquad (6.8)$$

където i = 1 или 3,  $\frac{\sigma_C^+}{\sigma_{D^0}} = 1.03 \pm 0.16$  е измереното от CHORUS отношение на

сеченията за раждане на заредена очарована частица и  $D^0$ -мезон [A19, §7.2], а  $\varepsilon_{V2}$ ,  $\varepsilon_{C1}$  и  $\varepsilon_{C3}$  са ефективностите за регистриране на съответните топологии, умножени по парциалните вероятности за последните. Техните отношения са

получени посредством Монте-Карло симулиране:  $\frac{\varepsilon_{C1}}{\varepsilon_{V2}} = 0.28 \pm 0.08, \frac{\varepsilon_{C3}}{\varepsilon_{V2}} =$ 

0.45±0.09. След коригиране на наблюдавания брой V2 събития с броя на възможните  $K^0$  и  $\Lambda^0$  разпадания (4.7±1.1, [Sco05]) се получават числата от втората колонка на Табл. 6.6.

Както беше обсъдено в §6.4, взаимодействието на вторични адрони с ядра на емулсията без видим откат на ядрото и/или излъчване на заредени частици, т.нар. *white kink*, е съществен източник на фонови събития. За целите на настоящия анализ този фон беше определен чрез Монте-Карло симулиране на подобни взаимодействия с ефективна дължина на взаимодействие  $\lambda_{int} = 24$  m и реконструирането им по същата процедура, която е приложена за реалните събития [Sat01]. Резултатите са представени в третата колонка на Табл. 6.6.

**Таблица 6.6.** Очакван брой фонови събития в **0µ извадката** и регистрирани такива във **втората фаза** на анализ в CHORUS.

Топология	Разпадания на очаровани адрони	White kink	Други разпадания	Общо очаквани фонови събития	Регистрирани фонови събития
0µ C1	27.2±8.6	24.9±2.7	$1.11 \pm 0.34$	53.2±9.0	59
0μ C3	44±11	2.7±0.3	—	47±11	48

По-нататък, аналогично на §6.4, анализът продължава с изчисляването на броя т-лептонни разпадания  $(N_{\tau}^{\max})_{0\mu}$ , които биха се регистрирали от CHORUS при конвертиране на всички  $v_{\mu}$  от снопа в  $v_{\tau}$ . В **първата фаза** на анализ се търсеха събития в **0µ извадката**, съответстващи само на разпадане с излъчване на една заредена частица, поради което имахме само една ефективност за намиране на листа, съдържащ точката на взаимодействие/разпадане. Сега възможните топологии са две, което води до две различни стойности за въпросната ефективност. Поради това ще пресметнем  $(N_{\tau}^{\max})_{0\mu}$ по малко поразличен начин:

$$\left(N_{\tau}^{\max}\right)_{0\mu} = N_{\tau}^{MAX} \cdot \sum_{m} \varepsilon_{m}^{loc} \cdot \varepsilon_{m}^{sel} \cdot Br_{m}, \qquad (6.9)$$

където:

- *т* номерира каналите на разпадане,
- $\mathcal{E}_m^{loc}$  е вероятността да се намери листа, съдържащ точката на взаимодействие или разпадане;
- $\mathcal{E}_m^{sel}$  е ефективността за реконструкция на събитието и за идентифициране на съответната разпадна топология;
- $Br_m$  е съответната парциална вероятност;
- $N_{\tau}^{MAX}$  е броят  $\tau$ -лептони, които биха се родили в мишената на CHORUS при конвертиране на всички  $v_{\mu}$  от снопа в  $v_{\tau}$ .

За изчисляването на  $N_{\tau}^{MAX}$  използваме броя *NETSCAN* сканирани **1** $\mu$  събития във *втората фаза* на анализ  $N_{CC}$  = 93807, ефективността им за регистрация  $\mathcal{E}_{CC}$  и отношението на съответните сечения:

$$N_{\tau}^{MAX} = \frac{N_{CC}}{\varepsilon_{CC}} \cdot \frac{\left\langle \sigma_{\nu_{\tau}} \right\rangle}{\left\langle \sigma_{\nu_{\mu}} \right\rangle} \quad (6.10)$$

Пресметнатите стойности са дадени в Табл. 6.7.

### **Таблица 6.7.** Парциални вероятности за т-разпаданията, съответните ефективности за намиране и регистриране на събитията и броят максимално детектируеми разпадания за C1- и C3топологиите от **0µ извадката** във втората фаза на анализ.

Топология	Разпаден канал	Br(%)	$\mathcal{E}^{loc}(\%)$	$\mathcal{E}^{sel}(\%)$	(N	$V_{\tau}^{\max}\Big)_{0\mu}$
	$\tau \! \rightarrow \nu_{\tau} \ h^{-}  n h^{0}$	49.5	32.6±0.5	23.7±0.6	7227	
0µ C1	$\tau \rightarrow \nu_{\tau} \tilde{\nu}_{e} e^{-}$	17.8	26.9±0.6	21.2±1.3	1922	9621
	$\tau \rightarrow \nu_{\tau} \tilde{\nu}_{\mu} \mu^{-}$	17.4	5.9±0.3	24±3	472	
0μ C3	$\tau \! \rightarrow \nu_{\tau}   \nu_{\mu}  h^{-}  h^{-} h^{+}$	15.2	35.8±0.8	43.1±1.5	4443	4443

От Табл. 6.6 и Табл. 6.7 се вижда, че  $(N_{\tau}^{\max})_{0\mu}$  е значително по-голямо, отколкото в първата фаза (§6.4), но са намерени и значителен брой фонови събития. В тези условия е предприета оптимизация на съотношението сигнал/фон, т.е. на чувствителността на експеримента за *0µ извадката* във *втората фаза* на анализ, чрез прилагане на подходящи кинематични ограничения. Подробностите са дадени в [A23].

Окончателните стойности на ограниченията за осцилации, достигнати от CHORUS, се получават чрез комбиниране на резултатите за  $1\mu$  извадката от първата фаза, в която влизат събития, регистрирани през целия период на набиране на данни с емулсионна мишена (1994-1997 г.), малък брой  $0\mu$  събития, регистрирани през 1994-1995 г., за които не са прилагани процедурите от втората фаза на анализ и  $0\mu$  събитията, регистрирани през 1996-1997 г, които са анализирани във втората фаза, т.е. по изложения в този параграф метод. Съответните данни са представени в Табл. 6.8.

Таблица 6.8. Окончателни данни на експеримента CHORUS за получаване на ограничения за v<sub>µ</sub>→v<sub>τ</sub> и v<sub>e</sub>→v<sub>τ</sub> осцилации. За различните групи събития са представени очакваният брой фонови събития, максималният брой регистрируеми т-разпадания при единица вероятност за съответните осцилации и регистрираните събития.

Група събития	Очаквани фонови	$N_{ au}^{\max}$		Регистрирани
i pyna ebonini	фонови събития	$\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$	$\nu_e \rightarrow \nu_\tau$	събития
$\tau \to 1 \mu$ (1994-1997 г.)	0.1±0.025	5014	55.8	0
τ → 0μ C1 (1994-1995 г.)	0.3±0.075	526	5.85	0
$\tau \to 0\mu C1 (1996-1997 г.)$	53.2±9.0	9621	76.9	59
τ → 0μ C3 (1996-1997 г.)	47±11	4443	35.5	48

На базата на тези данни и при оптимизиране на процедурата за изчисляване на ограниченията за вероятностите по метода на Feldman-Cousins [Fel98] се получават следните горни граници при 90% *CL* за  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  и  $v_{e} \rightarrow v_{\tau}$  осцилации съответно:

$$P_{\mu\tau} \leq 2.2 \ge 10^{-4}$$
 (6.11)

И

$$P_{e\tau} \le 2.2 \ge 10^{-2} \,.$$
(6.12)

Съответните ограничения в пространството на променливите (sin<sup>2</sup> 2 $\theta$ ,  $\Delta m^2$ ) в уравнение (6.4) са показани на Фиг. 6.14 и Фиг.6.15. При големи  $\Delta m^2$  получаваме  $sin^2 2\theta_{\mu\tau} > 4.4 \times 10^{-4}$ , а  $sin^2 2\theta_{e\tau} > 4.4 \times 10^{-2}$ .

Получените горни граници са по-ниски от достигнатите в *първата фаза*, (виж (6.6) и (6.7)), благодарение на подобрената чувствителност на анализа. В първата фаза за  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  осцилации тя е 3.8 х 10<sup>-4</sup> (виж Табл. 6.3), докато достигнатата сега стойност е 2.4 х 10<sup>-4</sup> [A23].

Последното число е получено като средна стойност на горните граници в 800 симулирани експеримента със същия среден брой очаквани фонови събития. Разпределението е показано на Фиг. 6.16 (вляво). Вертикалната линия съответства на получената в реалния експеримент горна граница (6.11). Площта на разпределението наляво от нея е вероятността в даден експеримент със същия среден брой фонови събития и нулев сигнал да се получи горна граница, равна





или по-малка от (6.11). Тази вероятност е 48%, което показва, че броят наблюдавани събития съответства на очаквания брой фонови събития. За  $v_e \rightarrow v_\tau$  осцилации чувствителността е 2.2 х 10<sup>-2</sup>. Разпределението й е показано на Фиг. 6.16 (вдясно), като отново броят наблюдавани събития съответства на очакваните фонови такива (вероятността за горна граница, по-малка от получената, е 49%).

Във *втората фаза* на обработка на данните в CHORUS беше достигната проектната чувствителност на експеримента [Jon93] и поставени съответните горни граници, представени в настоящия параграф. Към момента на публикуването им вече беше известно, че  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  осцилации се случват с  $\Delta m_{\mu\tau}^2 \sim 10^{-3} \text{ eV}^2/\text{c}^4$  и sin<sup>2</sup>  $2g_{\mu\tau} \sim 1$  и не биха могли да бъдат регистрирани от CHORUS. Въпреки това получаването на тези резултати доказа възможностите на хибридния емулсионен експеримент за регистриране и изучаване на свойствата на неутринните взаимодействия и родените в тях късоживеещи частици.

Крайните резултати на CHORUS могат да бъдат сравнени с крайните резултати на експеримента NOMAD [Ast01]. Сравнението е направено на Фиг.

6.14 за  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  осцилации и на Фиг. 6.15 за  $v_e \rightarrow v_{\tau}$  осцилации. Горната граница на NOMAD за  $P_{\mu\tau}$  при големи  $\Delta m_{\mu\tau}^2$  е 1.63 х 10<sup>-4</sup>и е по-ниска от (6.11), което се дължи на статистическата флуктуация на реално наблюдаваните от тях фонови събития към по-малък брой от средния. Чувствителността на експеримента е 2.5 х 10<sup>-4</sup> [Ast01], т.е. малко по-лоша от тази на CHORUS. При  $\Delta m_{\mu\tau}^2 \leq 70 \text{ eV}^2/\text{c}^4$  горната граница на CHORUS е по-ниска от тази на NOMAD, даже и при благоприятната за NOMAD статистическа флуктуация, поради по-добрата ефективност на CHORUS за регистрация на  $\tau$ -лептоните при по-ниски енергии.





Горната граница за  $v_e \rightarrow v_\tau$  осцилации на NOMAD  $P_{e\tau}$  при големи  $\Delta m_{e\tau}^2$  е 0.74 х 10<sup>-2</sup> [Ast01] и е около 3 пъти по-добра от (6.12), като чувствителността от 1.1 х 10<sup>-2</sup> е само 2 пъти по-добра, което отново е резултат на същата статистическа флуктуация. Съществената разлика в чувствителностите на двата експеримента за търсене на  $v_e \rightarrow v_\tau$  осцилации се дължи на по-високата средна енергия на  $v_e$  в снопа и по-високата ефективност за регистриране на  $\tau$ -лептони от NOMAD при по-високи енергии.



Фигура 6.16. Горни граници за ниво на достоверност 90% при отсъствие на сигнал в 800 симулирани експеримента с очакван среден брой фонови събития като този във втората фаза на CHORUS. Указаните в каретата в горните десни ъгли средни значения съответстват на чувствителността за v<sub>µ</sub>→v<sub>τ</sub> (вляво) и v<sub>e</sub>→v<sub>τ</sub> (вдясно) осцилации. Вертикалните линии представят ограниченията, получени от експерименталните данни.

### 6.7. Приноси на автора към Глава 6

Приносите могат да бъдат формулирани като:

- съществено участие в създаването на методите за анализ на регистрираните от експеримента CHORUS събития с цел поставяне на горни граници за вероятностите за неутринни осцилации от типа v<sub>µ</sub>→v<sub>τ</sub> и v<sub>e</sub>→v<sub>τ</sub>;
- получаване на горни граници, които изключват с ниво на достоверност 90% вероятност за  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  осцилации, по-голяма от 2.2 x10<sup>-4</sup> при големи  $\Delta m_{\mu\tau}^2$  и вероятност за осцилации  $v_e \rightarrow v_{\tau}$ , по-голяма от 2.2x10<sup>-2</sup> при големи  $\Delta m_{e\tau}^2$ . Получаване на ограничения в пространството на параметрите (sin<sup>2</sup> 29,  $\Delta m^2$ ), представени на Фиг. 6.12, Фиг. 6.14, Фиг. 6.13 и Фиг. 6.15. Получените горни граници за  $sin^2 2\theta$ , заедно с тези на експеримента NOMAD, са най-ниските световни ограничения при  $\Delta m^2 > 1 \text{ eV}^2/\text{c}^4$ .

Представените в Глава 6 резултати са публикувани в [А2, А3, А5, А23, А24, А25, А27, А28, А29].

## Глава 7: Изучаване на раждането и разпадането на очаровани адрони в експеримента CHORUS

### 7.1. Физическа мотивация и постановка на задачата

Изследването на раждането на очаровани адрони в  $\nu_{\mu}$  и  $\tilde{\nu}_{\mu}$  ССвзаимодействия е интересно от физическа гледна точка по няколко причини, поважните от които са следните:

- възможността да се проучи механизмът за раждането на очарован кварк в дълбоко-нееластично лептон-нуклонно разсейване и неговата теоретична интерпретация чрез премащабиране на променливата x, дефинирана с (2.6);
- възможността да се измери масата на очарования кварк;
- възможността да се получат сведения за непертурбативните процеси на фрагментация на очарованите кварки в адрони;
- уникалната възможност да се измери пряко елементът |V<sub>cd</sub>| от СКМ матрицата;
- възможността за оценка на разпределенията по импулси на глуоните в нуклоните чрез изследване на дифракционни процеси;
- измерване на нуклонните структурни функции, в частност функцията *F*<sub>3</sub>, и съдържанието на странни кварки в нуклоните.

Раждането на очаровани адрони при неутринни взаимодействия е изследвано в редица експерименти главно чрез анализирането на събития с два (или повече) мюона в крайно състояние (виж Табл. 7.1 [Del04]). С този подход за пръв път е наблюдавано раждането на очаровани частици в неутринни взаимодействия от експеримента HPWF [Ben75a]. Елементарният процес е

$$v_{\mu} + \mathbf{N} \longrightarrow \mu^{-} + c + \mathbf{X} \qquad (7.1)$$
$$\hookrightarrow s + l^{+} + v_{l} ,$$

при който очарованият кварк фрагментира в очарован адрон, който се разпада с раждането на лептонна двойка  $(l^+v_l)$ . Ако  $l^+ = \mu^+$ , то в детектора се наблюдават два противоположно заредени мюона, което е сигнал за раждането на очарован кварк. При разсейване на  $v_{\mu}$  се излъчва  $W^+$ , който взаимодейства с d– или s– кварк от мишената (СС-взаимодействие). При разсейване на  $\tilde{v}_{\mu}$  взаимодействието е съответно с  $\tilde{d}$ – или  $\tilde{s}$ –кварк. Диаграмата на процеса е показана на Фиг. 7.1.

**Таблица 7.1.** Експерименти, изследвали с електронна методика раждането на  $\mu^+\mu^-$  двойки при vN взаимодействия и наблюдаваният брой събития.

Experiment	Technique	r sample	v sample
Gargamelle I Arm79]	Bubble chamber	$62 \pm 10$	2 <del></del>
CNBL Coll.[Bro80]	Bubble chamber	C(100)	
LBL Coll.[Bal81]	Bubble chamber	C(50)	
CDHS[Abr82]	Calorimetry	9922	2123
Gargamelle II [Haa83]	Bubble chamber	C(50)	
F53A+F53B[Bak85]	Bubble chamber	$602 \pm 208$	
E616+E701 [Lan 87]	Calorimetry	$852 \pm 77$	$68 \pm 16$
E744 [Equ90]	Calorimetry	$1460.4 \pm 42.1$	$223.5 \pm 5.0$
$CCEP[P_{ab}03]$	Calorimetry	$4247 \pm 90$	$944 \pm 34$
	Calorimetry	$\sim$ 3100	$\sim 700$
	Calorimeter	8910±180	430±60
NOMAD [Ast00b]	Calorimetry	$2714 \pm 227$	$115^{+38}_{-41}$
NuTeV [Gon01]	Calorimetry	2280	430



Фигура 7.1. Раждане на µ<sup>+</sup>µ<sup>-</sup> двойка при v<sub>µ</sub>N взаимодействие. Разсейването е от d– или s–кварк, при което се ражда с–кварк, който фрагментира в очарован адрон (в случая е показан D–мезон). Последният се разпада полулептонно с излъчването на µ<sup>+</sup>.

В електронните експерименти се прави предположение, че по-високо енергетичният мюон е резултат от СС взаимодействието (първичен мюон<sup>1</sup>), а другият – с противоположен знак, е резултат от разпадане на родения във взаимодействието очарован адрон (вторичен мюон). Анализ, базиран на такова предположение обаче, трябва да се "бори" със значителен фон от разпади на родени във взаимодействието пиони и каони. Това става като се налага ограничение на импулса на вторичния мюон отдолу, което води до наблюдаването само на високо-енергетичната част от мюонния спектър. Освен това е необходимо да са известни както съотношенията между сеченията за раждане на различни очаровани адрони, така и техните парциални вероятности за разпадане с излъчване на мюон.

Извлеченото относително сечение за раждане на  $\mu^-\mu^+$  двойка спрямо пълното СС сечение за  $v_{\mu}N$  разсейване от наличните данни е показано на Фиг. 7.2 [Del02a, Del04].



**Фигура 7.2.** Сечение за раждане на  $\mu^-\mu^+$  двойка спрямо пълното СС сечение за  $v_\mu N$  разсейване. Компилацията на данните е направена в [Del02a, Del04].

Колаборациите BEBC [Asr95] и NOMAD [Ast02] реализират подход, в който идентифицират раждането на очаровани адрони по инвариантната маса на продуктите им на разпадане, което ограничава измерването само до няколко конкретни канала на разпад. Единствено емулсионният експеримент E531 [Ush88] реализира инклузивна постановка на измерването с възстановяване на топологията на събитията, но с много ограничена статистика.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Тази дефиниция в някои анализи се заменя с изискването първичният мюон да е с най-голям напречен импулс измежду регистрираните в събитието мюони, виж напр.[А13, А26, Нап78]

Хибридният характер на експерименталната установка на CHORUS предлага чудесни възможности за изучаването на ражданията и разпаданията на кратко живеещите очаровани адрони, родени при взаимодействията на неутрината от снопа с атомните ядра от емулсионната мишена. По-малкият брой регистрирани събития в сравнение с чисто електронните експерименти се компенсира от практически пълното възстановяване на топологията на събитията, получаването на много по-чиста извадка от събития и възможността да се изучават инклузивни характеристики на процесите. Използвайки това предимство колаборацията CHORUS реализира интересна експериментална програма за изследване на раждането и разпадането на адрони с открито очарование в емулсионната мишена, такива като  $D^0$ ,  $D^{*_+}$ ,  $D^{*_+}_S$ ,  $\Lambda^+_C$ . Измерени бяха някои топологични парциални вероятности за разпаданията им. Изследван беше и редкият процес на съвместното раждане на два очаровани адрона с противоположно очарование, резултат от раждането на сё кваркова двойка в неутринното взаимодействие. С използването на калориметъра на CHORUS като мишена беше изследвано раждането на най-лекия мезон със скрито очарование –  $J'_{\Psi}$  и др. Ще преминем към излагането на тези резултати, като за улеснение на читателя основните характеристики на изучаваните очаровани адрони са сумирани в Табл. 7.2.

Изходна точка за изучаването на раждането на очаровани адрони в емулсионната мишена на CHORUS е анализът на  $1\mu$  събитията, регистрирани през 1996-1997 г., в които е локализиран връх на взаимодействие или разпадане. За 93 807 от тях е извършено *NETSCAN* сканиране и реконструкция на следите и върховете на взаимодействие и/или разпадане в стандартния обем от 6.3x1.5x1.5 mm<sup>3</sup> (виж §5.6).

По-нататък се предприема търсене на разпадни топологии. Прилагат се следните критерии:

- следата на първичния мюон трябва да е намерена в повече от един емулсионен лист;
- най-малко една от следите, излизащи от вторичен връх, трябва да е проследена в повече от един емулсионен лист и да се "съшива" с траектория, реконструирана в мишенния координатен детектор;
- прицелният параметър към първичния връх на поне една от следите, излизащи от вторичен връх, трябва да е в определен интервал от стойности, зависещи от точността на екстраполацията във всеки отделен случай<sup>2</sup>;
- ъгълът на излитане на разпадащата се неутрална частица,
   възстановен по ъглите на заредените й продукти на разпадане,
   трябва да е по-малък от 400 mrad;
- разпадното разстояние трябва да надвишава 25 μm.

 $<sup>^2</sup>$  Типични стойности за границите на интервала са (10  $\mu m \div$  130  $\mu m).$ 

	$I(J^P)$	кварков състав	маса, MeV/c <sup>2</sup>	средно време на живот т, 10 <sup>-15</sup> s	cτ, μm	пълна ширина Г, <i>кеV</i>
$D^0$	<sup>1</sup> / <sub>2</sub> (0 <sup>-</sup> )	сũ	$1864.84 \pm 0.17$	$410.1 \pm 1.5$	122.9	
$D^{*0}$	1/2 (1-)	сũ	$2006.97 \pm 0.19$			<2100
$D^+$	<sup>1</sup> / <sub>2</sub> (0 <sup>-</sup> )	$c\widetilde{d}$	$1869.62 \pm 0.20$	$1040\pm7$	311.8	
$D^{*_+}$	<sup>1</sup> / <sub>2</sub> (1 <sup>-</sup> )	$c\widetilde{d}$	$2010.27 \pm 0.17$			$96 \pm 22$
$D_S^+$	0 (0 <sup>-</sup> )	cĩ	$1968.49 \pm 0.34$	$500\pm7$	149.9	
$D_S^{*+}$	0 (1 <sup>-</sup> )	$c\widetilde{s}$	$2112.3\pm0.5$			< 1900
$J/_{\Psi}$	0 (1 <sup>-</sup> )	cĩ	$3096.916 \pm 0.011$			$93.2 \pm 2.1$
$\Lambda^{+}_{C}$	$0(1/2^{+})$	udc	$2286.46 \pm 0.14$	$200 \pm 6$	59.9	
$\Sigma_C^{++}$	$1(\frac{1}{2}^{+})$	иис	2454.02±0.18			2.23±0.30
$\Sigma_C^+$	$1(\frac{1}{2}^{+})$	udc	2452.9±0.4			<4.6
$\overline{\Sigma_C^{++*}}$	$1(3/2^{+})$	иис	2518.4±0.6			14.9±1.9
$\Sigma_C^{+*}$	1(3/2 <sup>+</sup> )	udc	2517.5±2.3			<17

**Таблица 7.2.** *Някои свойства на очарованите адрони, регистрирани от CHORUS[PDG08].* 

Горните критерии се удовлетворяват от 2752 събития. Тези събития са инспектирани визуално, за да се потвърди или отхвърли наличието на разпадна топология. При това инспектиране вторичен връх се приема за резултат на разпадане, ако броят на заредените частици съответства на запазване на електрическия заряд<sup>3</sup> и не се наблюдават други особености около върха (напр. излъчване на Оже електрон или къса следа от откат на ядро).

Резултатите от автоматичната и визуална обработка на събитията са сумирани в Табл. 7.3.

Вижда се, че 73.2% от автоматично отбраните събития, т.е 2013 от тях, действително имат разпадна топология. Това е най-голямата извадка от събития с кандидати за разпади на очаровани частици, измервана някога в емулсионни (хибридни) експерименти. Тя е резултат от създаването на изключително високо производителните автоматични системи за сканиране и реконструкция на следите, разработени от колаборацията CHORUS . След нея е на порядък помалката извадка от 122 събития, регистрирани в експеримента E531 във FNAL [Ush88].

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Четен брой следи, излизащи от вторичния връх, свидетелстват за разпадане на неутрална частица, а нечетен – на заредена такава.

# **Таблица 7.3.** Резултати от търсенето на разпадни топологии в разглежданата **1µ извадка** от събития.

NETSCAN сканирани 1µ събития с локализиран		
връх на взаимодействие или разпадане	93 807	
Събития, отбрани за визуална проверка	2 7 5 2	
От тях:		
разпади с прелетно разстояние < 25 μm	3	
топология с ъгъл на "счупване" < 50 mrad	11	
вторични взаимодействия	278	
електронно-позитронни двойки	95	
насложени няколко неутринни взаимодействия	44	
некорелиран вторичен връх (от друго взаимодействие)	21	
асоциирани към върхове следи, идващи отвън		
(извън NETSCAN обема)	128	
всичките следи излизат от първичния връх	1/12	
(няма вторичен)	142	
б-електрони	2	
други	15	
събития с потвърдена разпадна топология	2 013	Фонови събития
OT TAX:		
разпадане на заредена частица	965	
С1 – топология	452	43.3±2.4
С3 – топология	491	3.8±0.2
С5 – топология	22	1.5±0.1
разпадане на неутрална частица	1048	
V2 – топология	819	36.6±3.5
V4 – топология	226	<< 1
V6 – топология	3	0.84±0.1

По-нататък, за да бъдат извлечени сечението за раждане и парциалните вероятности е необходимо да се оценят ефективностите за регистрация и отбор, както и приносът на фонови събития. Това се извършва чрез Монте-Карло симулиране на:

- свойствата на неутринния сноп и взаимодействието му с мишената;
- реконструкцията на събитията в електронните детектори;
- процедурата за избор на *scan-back* траектория;
- процедурата за локализиране на върха на взаимодействие или разпадане;
- реконструкцията на събитията в *NETSCAN* обема;
- процедурата за отбор на събитията с разпадна топология.

Последователността от симулационни пресмятания, с помощта на която се реализират горните стъпки, е разгледана в §5.8.

Пълната ефективност за реконструиране и отбор на СС-взаимодействие с очарован адрон в крайно състояние, предизвикал събитие със съответната разпадна топология,  $\varepsilon_{CHARM}$ , може да се факторизира, аналогично на (6.2), по следния начин:

$$\varepsilon_{CHARM} = \varepsilon_{1\mu}^{rec} \cdot \varepsilon^{loc} \cdot f_{charm} \cdot \varepsilon^{topo}, \qquad (7.2)$$

#### където

- *ε*<sup>rec</sup><sub>1µ</sub> е вероятността за реконструиране на мюон и възстановяване
   на върха на взаимодействието от следите в електронните детектори
   на (анти)неутринно СС събитие, случило се в някой от четирите
   емулсионни пакета;
- ε<sup>loc</sup> е ефективността за локализиране на върха на взаимодействието (намиране на листа, който го съдържа) при *scan-back* процедурата;
- *f*<sub>charm</sub> е отношението на произведението на предишните две ефективности за събития с очарован адрон в крайно състояние (евентуално зависещи от разпадната му топология) към това за всякакви СС събития;
- *ε<sup>topo</sup>* е ефективността за идентифициране на съответната разпадна топология след като събитието е било локализирано. Фактически това е ефективността на *NETSCAN* реконструкцията и визуалния отбор след нея за съответната топология.

Чувствително звено в горната последователност е процедурата за локализиране на върха на взаимодействие или разпадане. Може да се окаже, че при *scan-back* проследяването е подхваната фонова траектория, а не такава на частица, родена във върха на взаимодействието или разпадането. Тогава не се достига до локализиране на връх на взаимодействие/разпадане. От друга страна,

реалната *scan-back* следа може да бъде загубена по различни причини в два последователни емулсионни листа, което води до определяне на емулсионен лист и локализиране на област в него, в която няма връх. И двата случая водят до загуби на ефективност. Тези загуби, обаче, са едни и същи за всички ССвзаимодействия, независимо от крайното състояние, поради което е удобно да използваме за нормировка броя локализирани  $v_{\mu}$  СС-взаимодействия, т.е броя събития в  $1\mu$  извадката<sup>4</sup>. Тогава е необходимо да пресмятаме само относителна ефективност за регистрация спрямо ефективността за регистрация на  $v_{\mu}$  СС-взаимодействия, т.е произведението  $f_{charm} \varepsilon^{topo}$ . Това елиминира произведението  $\varepsilon_{1\mu}^{rec}$ .  $\varepsilon^{loc}$ , с което се намаляват силно систематичните неопределености. Подобен подход фактически вече беше използван при пресмятането на горните граници за осцилации (виж (6.2) и (6.3) в §6.4.

Всички изложени по-нататък резултати се основават на анализиране на събития с локализиран връх и са нормирани към техния брой, така че произведението  $\varepsilon_{1\mu}^{rec}$ .  $\varepsilon^{loc}$  не участва в крайния резултат. За ориентация ще приведем съобщената в [A14] средна оценка на това произведение за  $v_{\mu}N$  и  $\tilde{v}_{\mu}N$  СС събития :

$$\varepsilon_{1\mu}^{rec} \cdot \varepsilon^{loc} (v_{\mu}N) = (40.3 \pm 0.4) \%$$

$$\varepsilon_{1\mu}^{rec} \cdot \varepsilon^{loc} (\tilde{v}_{\mu}N) = (43.7 \pm 0.6) \%.$$
(7.3)

Неопределеностите са само статистически. Ефективността за антинеутринни събития е по-висока поради по-"мекия" спектър на антинеутрината (Фиг. 4.4), чиято средна енергия е 18.3 GeV.

Оценката на броя фонови събития, указани в последната колонка на Табл. 7.3 и на  $f_{charm}$ .  $\varepsilon^{topo}$  зависи от спецификата на различните изучавани процеси и се обсъжда в параграфите, където те се разглеждат.

На базата на извадката от кандидати за разпади на очаровани частици, представена в Табл. 7.3, бяха извлечени сеченията за раждане и други характеристики на няколко очаровани адрона, както и по-общи закономерности, към излагането на които пристъпваме.

И

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Това означава, че се нормираме на  $v(или \tilde{v})N$  сечението за СС взаимодействие.

## 7.2. Изследване на раждането на *D*<sup>0</sup>-мезони в *v*<sub>µ</sub> СС взаимодействия и техните разпадания

Характеристиките на  $D^0$ -мезона са сравнително добре изучени и парциалните вероятности на много разпадни канали са известни достатъчно точно (виж [PDG08]). По времето на провеждане на това изследване (2004 г.) сумата от известните парциални вероятности даваше само около 64 % от пълната ширина на разпадане [PDG04]. Вероятностите за редица канали, главно с повече от един неутрални мезона в крайно състояние, не бяха известни. Това, в частност, беше един от мотивите за предприетото изследване от колаборацията CHORUS.

На Фиг. 7.3 схематично е показано как изглежда раждане и разпадане на  $D^0$ -мезон в един такъв *NETSCAN* обем.

Един преглед на свойствата на известните неутрални очаровани адрони в [PDG08] показва, че няма други частици, освен  $D^0$ , които да предизвикват подобни топологии. Поради това можем да твърдим, че всички събития с V2-, V4- и V6-топологии, наблюдавани от CHORUS, съдържат в себе си разпадане на  $D^0$ -мезон.



<sup>6.3</sup> mm (8 plates)

Фигура 7.3. NETSCAN обем с раждане и разпадане на D<sup>0</sup> в него. Малките елипси представят измерените сегменти от следи в емулсията в първите 100 µт от емулсионния лист, които се сканират. Реконструкцията на траекториите и намирането на общи върхове се извършва off-line.

Детайли за симулационните пресмятания и оценката на ефективностите за регистрация могат да бъдат намерени в [A16, A7]. В Табл. 7.4 са представени изчислените ефективности, а на Фиг. 7.4 – тяхната зависимост от енергията на  $v_{\mu}^{5}$ . Посочената относителна ефективност за регистриране изобщо на  $D^{0}$ –мезон в  $v_{\mu}$  СС-взаимодействия е пресметната с използването на измерените и представени по-долу парциални вероятности за V2-, V4- и V6- разпадни топологии.

Фонови процеси в разглеждания анализ за V2 топологията са конверсията на  $\gamma$ -кванти в електрон-позитронни двойки с голям ъгъл на разлитане и разпадането на странни частици ( $\Lambda^0$  и  $K_s^0$ ).

Електроните и позитроните от γ-конверсия с голям ъгъл на разлитане са ниско-енергетични и поне едната частица търпи разсейване на голям ъгъл в следващите няколко емулсионни листа. Следата на една от частиците трябва да е относително права, за да може да бъде "съшита" с траектория, измерена в мишенния координатен детектор и събитието да попадне в интересуващата ни извадка. Чрез проследяване на другата следа от "вилката" и наблюдаване на разсейване на голям ъгъл този фон се елиминира практически напълно.

Фонът от разпаданията на странни адрони е малък поради сравнително голямото им време на живот. Той е оценен на базата на пълна симулация и реконструкция на симулираните събития и съставя 11.5±1.9 събития с регистриране на  $\Lambda^0$  и 25.1±2.9 събития с  $K_s^0$  [Sor04].

Източник на фон за всички топологии са вторичните взаимодействия на неутрални адрони, родени в неутринното взаимодействие с ядра на емулсията, които генерират вторични върхове. Идентифицирането на такива случаи става по наличието на къси следи, излизащи от вторичния връх или по видимото незапазване на заряда във върха (нечетен брой частици). Когато нито едното, нито другото е налице, имаме имитиране на разпад на неутрална частица. Броят на подобни фонови събития може да се определи с помощта на самата извадка от събития, която разглеждаме. Измежду тях са идентифицирани 21 вторични взаимодействия на неутрални адрони с 1 до 5 следи, излизащи от вторичния връх. В 12 от тях този брой е нечетен. Само в 1 от тези 12 събития не се наблюдават къси следи във върха. Ако считаме, че тези пропорции се запазват и когато броят следи е четен, можем да оценим фона към V2 извадката на 0.5±0.5 събития, а към V4 извадката – на 0.25±0.25 събития. За V6 извадката имаме само горна граница от 0.19 събития (90% *CL*).

В част от разпадите на  $D^0$  се раждат допълнително и  $\pi^0$ -мезони. Техните Далиц-разпадания увеличават с две броя на следите на заредените частици и събитията мигрират от една топология в друга. Този ефект може да се пресметне с използването на известните парциални вероятности за разпадане на  $D^0$ . Оценката за  $V2 \rightarrow V4$  миграцията е 7.3±1.5 събития, а за  $V4 \rightarrow V6 - 0.84\pm0.1$  събития. Това е източникът на най-голям фон за V6 извадката.

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Събития с  $D^0 \to V6$  са много редки, поради което не може да се извлече енергетична зависимост от малкия брой генерирани такива. В този анализ сме приели, че формата на тази зависимост е същата, както за  $D^0 \to V4$ .

**Таблица 7.4.** Ефективност за идентифициране на съответната разпадна топология в извадката от събития с очаровани частици и обща ефективност за идентификация на D<sup>0</sup> по тази топология в CC взаимодействие след реконструкцията в електронните детектори и локализирането на събитията чрез scan-back процедурата.

Разпадна топология	Ефективност за иден- тифициране на разпадната топология Е <sup>topo</sup>	Ефективност за регистрация в СС-взаимодействие f <sub>charm</sub> . E <sup>topo</sup>
$D^0 \rightarrow V2$	$0.561 \pm 0.018$	0.483±0.012
$D^0 \rightarrow V4$	$0.754 \pm 0.027$	$0.650 \pm 0.019$
$D^0 \rightarrow V6$	$0.80 \pm 0.18$	$0.69 \pm 0.16$
$D^0 \rightarrow all$		$0.401 \pm 0.027$

След изваждането на фоновите събития и отчитането на съответните ефективности можем да определим отношението на парциалните вероятности за разпадане на 2 и 4 заредени частици:

$$\frac{B(D^0 \to V4)}{B(D^0 \to V2)} = 0.207 \pm 0.016 \pm 0.004$$
(7.4)

Първата неопределеност е статистическа, отразяваща броя на регистрираните и на симулираните събития. Втората е систематична, в която влизат неопределеностите при пресмятането на съответните ефективности.

Въпреки че измерените разпадни канали на  $D^0$  към 2004 г. съставяха само около 64% от пълната му ширина, то всички разпади с парциална вероятност, по-голяма от 0.1%, водещи до 4 заредени частици в крайно състояние, бяха вече измерени с добра точност (виж Обзора на свойствата на частиците от 2004 г. [PDG04]). Те са изброени в Табл. 7.5. Сумирането им дава:

$$B(D^0 \to V4) = 0.1339 \pm 0.0061$$
 (7.5)

Сега от (7.4) и (7.5) можем да изчислим парциалната вероятност за инклузивния канал на разпадане  $D^0 \rightarrow V2$ :

$$B(D^0 \to V2) = 0.647 \pm 0.049 \pm 0.031 \tag{7.6}$$



Фигура 7.4. Относителна ефективност за регистрация на D<sup>0</sup> - мезон, роден в v<sub>µ</sub> CC-взаимодействия като функция на енергията на v<sub>µ</sub>. Плътните кръгчета представят общата ефективност, квадратчетата са за D<sup>0</sup> → V2 разпадна топология, а триъгълниците – за D<sup>0</sup> → V4.

**Таблица 7.5.** Канали на разпадане на  $D^0$ , използвани за изчисляване на  $B(D^0 \rightarrow V4)$  [PDG04]<sup>6</sup>

-	, ,
D <sup>0</sup> decay mode	Branching fraction
$\overline{\mathrm{K}^-\pi^+\pi^+\pi^-}$	$0.0746 \pm 0.0031$
$K^{-}\pi^{+}\pi^{+}\pi^{-}\pi^{0}$	$0.040 \pm 0.004$
$\overline{\mathrm{K}^{0}}\pi^{+}\pi^{+}\pi^{-}\pi^{-}$	$0.0064 \pm 0.0018$
$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	$0.0073 \pm 0.0005$
$K^+K^-\pi^+\pi^-$	$0.00249 \pm 0.00023$
$K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$	$0.0031 \pm 0.002$
All four prongs	$0.1339 \pm 0.0061$

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> В текущото издание на Обзора на свойствата на частиците [PDG08] към този списък е добавен и каналът  $D^0 \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$  с парциална вероятност ( $4.2 \pm 0.5$ )× $10^{-3}$ , определена на базата на измерената през 2006 г. от СLEO вероятност за този разпад спрямо разпада на К $^-\pi^+$  [Rub06]. Другите разпади също малко са изменили парциалните си вероятности и общата сума е 0.146 ±0.005, която статистически се съгласува с представената в таблицата. Поради това ние решихме да представим в това изложение резултатите така, както са публикувани, без да ги преизчисляваме с оглед на по-новите данни.

За сравнение можем да сумираме всички известни ексклузивни канали на разпад, водещи до 2 заредени частици [PDG04]. Получаваме B( $D^0 \rightarrow V2$ ) = 0.485±0.020. Няма противоречие със (7.6), защото нашето измерване е инклузивно и включва канали на разпадане, които не са измерени. Те съдържат главно един или няколко K<sup>0</sup> и/или  $\pi^0$  мезона в повече. Техните парциални вероятности могат да бъдат оценени като се използват изоспиновите съотношения и измерените разпадания със съответните заредени мезони. Подобна процедура дава  $B(D^0 \rightarrow V2) = 0.636 \pm 0.026$  [A16], което е в добро съгласие с (7.6). Аналогично може да се пресметне измереното от нас отношение (7.4), като се използват само известните данни за ексклузивните канали [PDG04] и изоспиновите съотношения. Резултатът е 0.211±0.013, отново в добро съгласие с нашето пряко измерване (7.4).

На базата на наблюдаваните от нас 3 събития с 6 заредени частици в крайно състояние можем да получим оценка за  $B(D^0 \rightarrow V6)$  по аналогичен начин. С отчитане на фона от Далиц–разпаданията на  $\pi^0$  и разпаданията на странните адрони получаваме:

$$B(D^0 \to V6) = (1.2^{+1.3}_{-0.9} \pm 0.2) \times 10^{-3}$$
(7.7)

Статистическата неопределеност има смисъл на доверителен интервал с 68% *CL*, определен по метода на Feldman-Cousins [Fel98], а систематичната включва неопределеността в оценката на фона и на съответните ефективности.

Резултатът (7.7) е първото инклузивно измерване на тази парциална вероятност. В границите на неопределеностите той се съгласува с резултатите от измерванията на ексклузивни канали с 6 заредени частици в експериментите [Bar92, Lin04].

По-нататък, използвайки отново (7.4), можем да изчислим  $B(D^0 \rightarrow V0)$ :

$$B(D^{0} \rightarrow V0) = 1 - B(D^{0} \rightarrow V2) - B(D^{0} \rightarrow V4) - B(D^{0} \rightarrow V6) =$$
  
= 1 - B(D^{0} \rightarrow V4).[1 + B(D^{0} \rightarrow V2)/B(D^{0} \rightarrow V4) + B(D^{0} \rightarrow V6)/B(D^{0} \rightarrow V4)]  
= 0.218 \pm 0.049 \pm 0.036 (7.8)

Статистическата неопределеност се определя главно от тази за V4 събитията, докато систематичната е свързана с неопределеността в  $B(D^0 \rightarrow V4)$ .

Резултатите (7.4) и (7.7) намериха място в последните два Обзора на свойствата на частиците [PDG06, PDG08].

Относителното инклузивно сечение за раждане на  $D^0$ - мезон в  $v_{\mu}$  ССвзаимодействия може да бъде получено по същия метод. За целта е необходимо да знаем отношението на ефективностите за регистрация на  $D^0 \rightarrow V4$  и на ССвзаимодействие на  $v_{\mu}$  с раждане на очарована частица в CHORUS. Това отношение е пресметнато чрез проведеното Монте-Карло симулиране и то е

$$\varepsilon(D^0 \to V4)/\varepsilon(CC) = 0.650 \pm 0.013 \pm 0.015.$$
 (7.9)

От числата в Табл. 7.3 и (7.9) получаваме:

$$\sigma(D^0) / \sigma(CC) = 0.0269 \pm 0.0018 \pm 0.0013.$$
(7.10)

Този резултат може да бъде сравнен с единственото друго пряко измерване – това на експеримента E531 [Ush88]. Като вземем предвид парциалната вероятност за разпадане само на неутрални частици (7.8) от данните на E531 получаваме

$$\sigma(D^0) / \sigma(CC) = 0.034 \pm 0.005 \pm 0.006, \tag{7.11}$$

което се съгласува с нашия резултат (7.10), който обаче е с доста по-малка неопределеност от този на E531.

#### 7.3. Фрагментация на очарования кварк в адрони

Значителното количество събития с възстановени разпадания на  $D^0$ -мезони (1048 броя, Табл. 7.3) ни дава възможност да изследваме поподробно характеристиките на тяхното раждане в  $v_{\mu}$  СС взаимодействия и да извлечем сведения за процеса на фрагментация на очарования кварк . По-долу ще представим получените резултати [A15, A16].

При експерименталното изучаване на фрагментацията на c-кварка обикновено въвеждат променливата z, представляваща отношението на енергията на очарованата частица, в случая  $E^{D}$ , и енергията v, предадена от неутриното на адронната система:

$$z = E^D / v. (7.12)$$

От гледна точка на кварк-партонния модел, това е същото *z*, което участва във фрагментационните функции  $D_c^h(z)$ , въведени в §2.7 с (269) и (2.70). Там то представлява частта от импулса на очарования кварк, носен от очарования адрон, в случая  $D^0$ .

Величината v се измерва пряко в CHORUS като пълната енергия, отдадена в калориметъра, коригирана за енергетичните загуби на първичния мюон в него и загубите на адроните, родени в емулсията, преди да стигнат до калориметъра. Енергията (или импулсът) на  $D^0$  не може да бъде измерена директно. Вместо това импулсът може да бъде оценен от ъгловото разпределение на разпадните продукти. Ъглите между заредените разпадни продукти се измерват много точно в емулсията и за даден канал на разпадане импулсът на очарования мезон се изчислява непосредствено от кинематичните зависимости[Pet80]. Найчувствително към стойността на импулса  $p^D$  е геометричното средно  $\lambda$  на ъглите на разпадните продукти спрямо ъгъла на родителската частица, като  $p^D \sim \lambda^{-1}$ . Фиг. 7.5 демонстрира връзката между  $p^D$  и  $\lambda^{-1}$ , като е генерирано раждането на  $D^0$  и последващото му разпадане по различни канали посредством генератора JETTA [Zuc01]. Корелацията е очевидна, макар че измерване на  $p^D$  чрез  $\lambda^{-1}$  във всяко отделно събитие не е възможно. Това, което може да се направи, е намирането на разпределението на събитията по  $p^D$  от разпределението по  $\lambda^{-1}$  чрез деконволюция, която отчита експерименталните разделителна способност и ефективност [Blo85]. Детайлите могат да бъдат намерени в [A16]. Полученото разпределение по  $p^D$  е показано на Фиг. 7.6. На същата фигура с прекъсната линия е показан резултатът от симулираното с JETTA раждане на  $D^0$  и регистрирането им от CHORUS. Тъй като ефективността за регистрация на очаровани адрони зависи главно от техния импулс и в CHORUS тя се пресмята чрез симулиране с използването именно на този генератор, то наблюдаваното добро съвпадение е доказателство за това, че тази ефективност е коректно оценена.



Фигура 7.5. Корелация между импулса  $p^D$  и геометричното средно  $\lambda^{-1}$  на ъглите на излитане на разпадните продукти на  $D^0$ -мезон в Монте-Карло симулирани СС неутринни взаимодействия.

За извличане на разпределението по *z* използваме същата техника за деконволюция, този път на двумерното разпределение по  $(\lambda^{-1}, \nu)$ . Резултатът е показан на Фиг. 7.7.

От гледна точка на фрагментационните модели е интересно разпределението по *z* на очарованите адрони, родени пряко в неутринното взаимодействие, а не като резултат от разпадането на други, по-тежки адрони.



Фигура 7.6. Разпределение на регистрираните от CHORUS D<sup>0</sup> – мезони по техния импулс, полученото посредством деконволюция. Прекъснатата крива е резултат от симулираното с JETTA раждане на D<sup>0</sup> и регистрирането им от CHORUS.

Поради това разпределението на Фиг. 7.7 е коригирано за приноса на разпадните  $D^0$  с помощта на модела LUND [Sjo94]. Според този модел около 75% от наблюдаваните  $D^0$  са резултат от разпадането на  $D^*$ . Систематичната неопределеност, която една такава значителна корекция внася, е оценена чрез вариране на този дял в границите от 50 до 100%. При това средната стойност на z се изменя с не повече от 1%, което показва, че моделът генерира сходни z-разпределения за раждането на  $D^0$  и  $D^*$ .

Измерената средна стойност на z е:

$$\langle z \rangle = 0.63 \pm 0.03 \pm 0.01,$$
 (7.13)

като най-голям принос в систематичната грешка има неопределеността от ~5% в скалата по енергии на калориметъра.



 Фигура 7.7. Разпределение на пряко родените в v<sub>µ</sub> CC-взаимодействие D<sup>0</sup> –мезони по променливата z, представляваща частта от енергията на адронната система, която се отнася от D<sup>0</sup> –мезона. Плътната линия е резултат от фитирането с формула (2.74), при което стойността на параметъра ε<sub>P</sub> е представена в (7.14). Тънката линия е резултат от фитирането с формула (2.75) и стойност на параметъра ε<sub>C</sub>, представена в (7.17).

Разпределения, подобни на показаното на Фиг. 7.7 обикновено се параметризират с формули от типа на (2.73÷2.75). В [A15] ние сме използвали (2.74) [Pet83] и (2.75) [Col85]. Резултатът от фитирането за  $\varepsilon_P$  е:

$$\varepsilon_P = 0.108 \pm 0.017 \pm 0.013 \tag{7.14}$$

и е показан с плътна линия на Фиг. 7.7.

Не винаги променливата z се дефинира чрез (7.12). В LUND модела, например, се използва  $z^{S}$ , което е отношението на енергията на очарования адрон към енергията на цветната струна. При такъв подход вместо (7.14) получаваме:

$$\mathcal{E}_{P}^{S} = 0.083 \pm 0.013 \pm 0.010$$
 (7.15)

В експерименти с наблюдаване само на двата мюона в крайно състояние предпочитат да използват друга променлива,  $z^Q$ , която е отношението на

импулса на очарования адрон към предадения импулс *Q*. При такава дефиниция от фитирането бихме получили:

$$\mathcal{E}_{P}^{Q} = 0.059 \pm 0.010 \pm 0.008$$
 (7.16)

С използването на параметризацията (2.75) от модела [Col85] стойността на параметъра  $\varepsilon_C$  е:

$$\varepsilon_C = 0.21^{+0.05}_{-0.04} \pm 0.04. \tag{7.17}$$

Резултатът от фитирането с (2.74) е представен с тънка линия на Фиг. 7.7. Вижда се, че на базата само на нашите данни не може да се даде предпочитание на някой от тези модели.

Друга често използвана променлива за описание на инклузивно раждане на адрони е Файнмановата  $x_{F}$ , дефинирана с

$$x_F = 2\gamma \frac{p_L^D - \beta E^D}{W},\tag{7.18}$$

където  $E_D$  и  $p_L^D$  са енергията и надлъжния импулс на  $D^0$ -мезона в лабораторната система, W е инвариантната маса на адронната система, а  $\beta$  и  $\gamma$  са гама-факторът и скоростта на системата на центъра на масите в лабораторната система.  $x_F$  не е пряко измерима величина в неутринните експерименти. Аналогично на  $p^D$  и тук може да се приложи деконволюционна процедура върху разпределения на измерими величини. Детайлите са дадени в [A15]. Резултантното разпределение е показано на Фиг. 7.8, като то отново е коригирано съгласно LUND модела да представя разпределението само на пряко родените във взаимодействието мезони. Неговата средна стойност е:

$$\langle x_F \rangle = 0.38 \pm 0.04 \pm 0.03$$
, (7.19)

а асиметрията "напред-назад":

$$A = 0.79 \pm 0.14 \pm 0.05 . \tag{7.20}$$

Тези стойности, както и самото разпределение, демонстрират, че повечето очаровани мезони се раждат в предната полусфера в система на центъра на масите на адронната компонента.

Резултатите от параметризацията на фрагментационните разпределения за раждане на очаровани адрони, обсъждани в този параграф, са сравнени с предишни данни в Табл. 7.6. Средните стойности на *z* се съгласуват във всичките експерименти. За параметрите от типа *є* се наблюдава добро съгласие с експерименти, провеждащи измервания при енергии, съвпадащи или близки до тези на снопа на CHORUS – NOMAD, CHARM II, E531. За останалите се

наблюдава съществено различие. Това навежда на мисълта за енергетична зависимост на тези параметри, което е в известно противоречие с идеята за мащабния (*scaling*) характер на променливата *z*.



**Фигура 7.8.** Разпределение на пряко родените в  $v_{\mu}$  CC взаимодействие  $D^0$  –мезони по Файнмановата променлива  $x_F$ 

Енергетичната зависимост на отношението на сеченията  $\sigma(D^0)/\sigma(CC)$ (7.10) може да се получи, като във всяко събитие се реконструира енергията на налитащото неутрино. Тя е сумата от енергията на регистрирания  $\mu^-$  и енергията на каскада, развил се в калориметъра, коригирана за енергетичните загуби на мюона и за загубите на другите частици, родени в емулсията, преди да стигнат до калориметъра. Енергетичната зависимост на ефективността за регистрация на  $D^0$  спрямо ефективността за регистрация на СС-взаимодействие е представена на Фиг. 7.4 с квадратчета. Зависимостта на отношението (7.10) от енергията на неутриното е представена на Фиг. 7.9. Тя е сравнена с данните от емулсионния експеримент E531 [Ush88]. В последния е измерена енергетичната зависимост на раждането изобщо на очаровани частици. За да се сравнят с нашите резултати, техните точки са нормирани на измереното от тях пълно сечение за раждане на  $D^0$ . Вижда се доброто съгласие между двата експеримента, като CHORUS значително превъзхожда E531 по брой реконструирани събития.

**Таблица 7.6.** Сравнение на резултатите от параметризацията на разпределенията по някои фрагментационни променливи, получени в различни експерименти.

Експеримент	<z></z>	<b>Е</b> <i>р</i> или <b>Е</b> <i>С</i>	< <i>x<sub>F</sub>&gt;</i> и <i>А</i>
CDHS [Abr82]	$0.68\pm0.08$	$\mathcal{E}_{P}^{Q} = [0.02 - 0.14]$	
E531 [Ush88]	$0.59 \pm 0.04$	$\varepsilon_P = 0.076 \pm 0.014$	$A = 0.062 \pm 0.092$
CCFR [Rab93, Gon01]	$0.56 \pm 0.03$	$arepsilon_P=0.22\pm0.05$	
		$\varepsilon_C = 0.88 \pm 0.12$	
BEBC [Asr95]	$0.59 \pm 0.03 \pm 0.08$		
CHARM II [Vil99]	$0.66 \pm 0.03$	$\varepsilon_P^Q=0.072\pm 0.017$	
NOMAD [Ast02]	$0.67 \pm 0.02 \pm 0.02$	$\mathcal{E}_{P}^{Q} = 0.075 \pm 0.028 \pm 0.036$	$\langle r_{\rm n} \rangle = 0.47 \pm 0.05$
	$0.07 \pm 0.02 \pm 0.02$	$\varepsilon_{CS}=0.13\pm0.08\pm0.11$	$M_F^{(2)} = 0.00$
NuTeV [Nap03]		$\varepsilon_{CS} = 2.07 \pm 0.31$	
CHORUS [A15]	$0.63 \pm 0.03 \pm 0.01$	$\varepsilon_P = 0.108 \pm 0.017 \pm 0.013$	$\langle x_F \rangle = 0.38 \pm 0.04 \pm 0.03$
		$\mathcal{E}_P^S = 0.083 \pm 0.013 \pm 0.010$	$A = 0.79 \pm 0.14 \pm 0.05$
		$\mathcal{E}_{P}^{Q} = 0.059 \pm 0.010 \pm 0.008$	
		$\varepsilon_{CS} = 0.21^{+0.05}_{-0.04} \pm 0.04$	

Извлечената енергетична зависимост може да бъде използвана за моделна оценка на масата на *с*–кварка. За тази цел са необходими нуклонните структурни функции и модел за фрагментация на същия този *с*–кварк. В [A16] сме използвали GRV94LO параметризацията на структурните функции [Glu95] с премащабиране на променливата *x* [Aiv94] и фрагментационния модел [Pet83].

Параметрите, които съществено влияят на стойността на масата на cкварка, са изброени в първата колонка на Табл. 7.7. Това са отношението  $\kappa$  (2.63) на приноса на морските s-кварки към този на морските d-кварки и степенният показател  $\alpha$  в (2.62), отразяващ отличието на формата на зависимостта от x на разпределенията на s- и d-кварките. В последната колонка на таблицата са показани интервалите на изменение на тези параметри, допускани при фитирането. Централната стойност на параметъра  $\mathcal{E}_P^S$  и интервалът на изменението му са получените от фитирането на z-разпределението стойности (7.15). Стойностите на елементите на матрицата на Кабибо-Кобаяши-Маскава са взети от [PDG04]. Резултатът от фита е представен с плътна линия на Фиг. 7.7 и

$$m_c = (1.42 \pm 0.08) \text{ GeV/c}^2,$$
 (7.22)

като указаната неопределеност е само статистическа.



**Фигура 7.9.** Зависимост на отношението на сеченията σ(D<sup>0</sup>)/σ(CC) от енергията на налитащото неутрино Е. Точките, представени с плътни отсечки са резултатите на CHORUS, а тези с пунктирани – на E531[Ush88]. Плътната крива линия е резултатът от описаното в текста моделно пресмятане.

Изменението на параметрите  $\kappa$ ,  $\alpha$  и  $\varepsilon_P^S$  в рамките на посочените в Табл. 7.7 граници води до ±0.04 GeV/c<sup>2</sup> изменение в  $m_c$ , което може да се нарече моделна систематична неопределеност. Експерименталната систематична неопределеност е от същия порядък.

Завършвайки този параграф можем да отбележим, че преимуществата на емулсионната и електронната методики, съчетани в CHORUS, заедно със съществения прогрес в конструирането на автоматични устройства за сканиране, дадоха възможност за набиране на значителна по статистическата си осигуреност извадка от събития с реконструирана топология на раждане и разпадане на  $D^0$  –мезони. В резултат на анализа на тази извадка бяха извлечени съществени фрагментационни параметри на процеса на образуване на тези адрони в  $v_{\mu}$  СС взаимодействия, както и на масата на очарования кварк.

**Таблица 7.7.** Стойности на моделните параметри и техните граници, използвани за определяне на  $m_c$  чрез фитиране на енергетичната зависимост от Фиг. 7.9

Variables	Value	Variation
$m_{ m c}$	$(1.42 \pm 0.08) \text{ GeV}/c^2$	fitted
$\kappa$	0.38	$\pm 0.10$
$\alpha$	1	$\pm 1$
$\epsilon_{\rm p}^{\rm s}$	$0.083 \pm 0.013 \pm 0.010$	$\pm 0.02$
$V_{ m cd}$	0.221	fixed
$V_{\rm cs}$	0.97437	fixed

### 7.4. Изучаване на раждането на $D^{*+}$ -мезони

След като имаме такава богата извадка от събития с раждане на  $D^0$  –мезони можем да се опитаме да идентифицираме в нея събития с раждане на  $D^{*+}$ –мезон, който се разпада по канала:

$$D^{*+} \to D^0 + \pi^+ \tag{7.22}$$

с относителна вероятност [PDG08]

$$B(D^{*+} \to D^0 + \pi^+) = 0.677 \pm 0.005.$$
(7.23)

Раждането на  $D^{*+}$ -мезони в неутринни взаимодействия е изучавано преди СНОRUS в няколко експеримента [Asr95, Asr97, Ast02], където идентификацията му се извършва статистически чрез реконструиране на инвариантната маса на разпадните продукти. В хибриден експеримент като СНОRUS поради пространствената разделителна способност на емулсията ~1 µm идентификацията се извършва чрез наблюдаването на разпадната топология. В случая на разпада (7.22) е необходимо да открием онези събития с раждане на  $D^0$  – мезон, в които имаме и  $\pi^+$ -мезон, излитащ от върха на неутринното взаимодействие<sup>7</sup> с кинематични характеристики, съответстващи на този разпад. Тъй като фонът в извадката от събития с V2- и V4-топология е малък (виж §7.1), то можем да използваме факта, че  $\pi^+$ -мезонът от разпада има малка енергия в

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> Роденият във взаимодействието  $D^{*+}$ -мезон се разпада за време ~  $10^{-20}$  s (виж Табл. 7.2) и не успява да прелети измеримо разстояние в емулсията.

системата на покой на  $D^{*+}$  и, следователно, малък напречен импулс  $p_T$  спрямо  $D^0$  в лабораторната система ( $p_T < 39$  MeV/c). В резултат импулсът му е относително малък (<4 GeV/c), както и ъгълът спрямо посоката на  $D^0$ .

Анализът започва с извадката от 1045 събития с V2- и V4-топология (Табл. 7.3). За всяка траектория, която излиза от върха на неутринното взаимодействие в тези събития, се определя зарядът на частицата и  $p_T$  на базата на измерения импулс в адронния магнитен спектрометър и ъглите на излитане на заредената частица и  $D^0$ , като последният се реконструира от ъглите на разпадните продукти. Точността на тази реконструкция зависи от разпадното разстояние на  $D^0$ . За да се постигне добра разделителна способност, в този анализ се разглеждат разпадни разстояния, по-големи от 100 µm. За да имаме също така и надеждно измерване на импулса, се налагат стриктни ограничения върху количеството измерени точки от траекториите в магнитния спектрометър.

На Фиг. 7.10 е представено разпределението по  $p_T$  на положително заредени адрони, излизащи от върха на взаимодействието, за симулирани и реконструирани<sup>8</sup> събития с  $D^0$  –мезони, възникнали в четирите пакета от емулсии в мишената на CHORUS.



Фигура 7.10. Разпределение по напречния импулс p<sub>T</sub> на положително заредените адрони в събития с раждане на D<sup>0</sup>, възникнали в четирите емулсионни пакета на мишената на CHORUS. Хистограмите, представени с плътна линия са събития, в които D<sup>0</sup> е резултат както от пряко раждане, така и от разпадане на D<sup>\*+</sup>. Прекъснатите линии представят хистограмите, в които D<sup>0</sup> не са резултат от разпадането на D<sup>\*+</sup>.

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> Реконструирането и селектирането е направено със същите алгоритми, с които са отделяни събитията в реалната извадка.

Хистограмите, представени с плътна линия са събития, в които  $D^0$  е резултат както от пряко раждане, така и от разпадане на  $D^{*+}$ . Прекъснатите линии представят хистограмите, в които  $D^0$  не са резултат от разпадането (7.22).

Вижда се, че в пакети 3 и 4 е възможно статистическото отделяне на сигнала от  $D^{*+}$  в интервала по  $p_T$  от 10 до 50 MeV/с, където е съсредоточено и по-нататъшното изследване. "Отпадането" на пакети 1 и 2 е разбираемо, тъй като родените там  $\pi^+$ -мезони със сравнително малък импулс (средно ~ 1 GeV/c) търпят многократно разсейване и вторични взаимодействия, преди да стигнат до адронния спектрометър, в резултат на което или траекториите им в мишенния координатен детектор не могат да бъдат "съшити" със следите в емулсионните листа, или импулсът им не може да бъде измерен, или и двете.

В резултат на наложените ограничения остават 488 събития, измежду които се търси сигнал с раждане на  $D^{*+}$ . В тях са реконструирани 1116 траектории, излизащи от първичния връх, като само за 377 е измерен импулсът и определен зарядът. Тази относително ниска ефективност се дължи главно на разсейването на частиците във веществото преди адронния спектрометър и на неговия ограничен геометричен захват.

По-нататък се налагат допълнителни кинематични ограничения. Разглеждат се адронни траектории с импулс, по-малък от 4 GeV/с и по-голям от 0.4 GeV/с. Горната граница се определя от кинематиката на разпада (7.22), а долната – от фоновите условия. Също така се отбират събития с ъгъл между адронната траектория и тази на  $D^0$ , по-малък от 60 mrad, тъй като в тази област е съсредоточен търсеният сигнал.

На Фиг. 7.11 са представени разпределения по  $p_T$  на асоциирания (положителен или отрицателен) адрон за събитията от сигналната извадка и за събитията с раждане на зареден очарован адрон (виж Табл. 7.3), преминали същия отбор. Търсеният сигнал се наблюдава отчетливо в разпределението от горния ляв панел на фигурата. По-нататък е необходимо да се оценят ефективността на регистрация и отбор и приноса на фонови събития в извадката, за да се направят количествени заключения.

Ефективността за регистрация и отбор, както и очакваният фон са определени чрез Монте-Карло симулиране и след това реконструиране и отбор на симулираните събития по същите процедури, които са приложени и за реалните данни.

Основният фон идва от събития, в които  $\pi^+$ -мезони, родени заедно с  $D^0$  в първичното взаимодействие, имат  $p_T$ , попадащ в сигналната област. Този фон съставя  $4.9 \pm 1.6 \pm 1.0$  събития. Детайлите по оценяването на този и другите помалки фонови приноси са представени в [A17].

Основната неопределеност в оценяването на ефективността за регистрация и отбор е свързана с "прикачването" на  $\pi^+$ -мезона от разпада към първичния връх и с моделирането на измерването на импулса и напречния му импулс. Ние я оценяваме на 11%, което включва и статистическата неопределеност, идваща от броя симулирани събития.





Намерени са 27 събития с положително зареден адрон в сигналната област. Изваждайки броя фонови събития, представен по-горе, получаваме 22.1 ± 5.5

събития с раждане на  $D^{*+}$ -мезон. Оттук директно можем да определим отношението между сеченията за раждане<sup>9</sup> на  $D^{*+}$  и  $D^0$ :

$$\frac{\sigma(\mathbf{D}^{*+})}{\sigma(\mathbf{D}^{0})} = \frac{N(\mathbf{D}^{*+} \to \mathbf{D}^{0} \pi^{+})}{N(\mathbf{D}^{0})} \cdot \frac{\epsilon(\mathbf{D}^{0})}{\epsilon(\mathbf{D}^{*+} \to \mathbf{D}^{0} \pi^{+})} \cdot \frac{1}{B(\mathbf{D}^{*+} \to \mathbf{D}^{0} \pi^{+})} =$$

 $= 0.38 \pm 0.09 \pm 0.05, \tag{7.24}$ 

където N( $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ ) и N( $D^0$ ) са броят на наблюдаваните разпадания на  $D^{*+}$  и  $D^0$  съответно, а отношението между техните ефективности за регистрация и отбор е  $\varepsilon(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)/\varepsilon(D^0) = 0.176 \pm 0.020$ . Парциалната вероятност B( $D^{*+} \rightarrow D^0 + \pi^+$ ) се дава със (7.22).

Ако предположим еднакви сечения за раждане на  $D^{*0}$  и  $D^{*+}$  и че  $D^{*0}$  се разпада винаги до  $D^0$  [PDG08], то можем да заключим, че 2/3 от родените в неутринни взаимодействия  $D^0$ -мезони са резултат от разпадането на заредени и неутрални възбудени състояния  $D^*$ :

$$\sigma(D^* \to D^0) / \sigma(D^0) = 0.63 \pm 0.17.$$
 (7.25)

Прости аргументи за статистиката на директното раждане на мезони с различен спин водят до заключението, че отношението на сеченията за раждане на (псевдо)скаларни и векторни мезони трябва да е 1:3. От нашите експериментални резултати можем да извлечем:

$$V/(P+V) = 0.51 \pm 0.18, \tag{7.26}$$

което статистически се съгласува с 0.75 и е в съгласие с измервания в  $e^+e^-$ ,  $\pi N$  и  $\gamma N$  експерименти [Del02b].

Отношението на сечението за раждане на  $D^{*+}$ -мезони в  $v_{\mu}$  ССвзаимодействие към сечението на самото това взаимодействие можем да получим чрез комбинирането на (7.24) и (7.10):

$$\sigma(D^{*+})/\sigma(CC) = (1.02 \pm 0.25 \pm 0.15)\%.$$
(7.27)

Този резултат е в съгласие с измерването на NOMAD в същия неутринен сноп,  $(0.79 \pm 0.17 \pm 0.10)\%$  [Ast02] и измерването на колаборацията BEBC в сноп с близка енергия,  $(1.22 \pm 0.25)\%$  [Asr05].

Измерване при по-високи енергии в неутринния сноп от Tevatron-а на FNAL дава значително по-висока стойност, (5.6 ± 1.8)% [Asr97], което показва, че при енергиите на неутрината от снопа на CHORUS праговите ефекти, свързани с раждането на тежкия очарован кварк, все още играят съществена роля.

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> включително и като резултат от разпадане на по-тежки мезони

Ще завършим този параграф с описание на наблюдаваното от CHORUS единствено събитие с раждане на  $D_s^{*+}$  –мезон [A4]:

$$\nu_{\mu}N \to \mu^{-}D_{S}^{*+}X, \qquad (7.28)$$

идентифицирано по наличието на два мюона с противоположни знаци в електронните детектори и регистрирането на каскадния разпад

$$D_{S}^{*+} \rightarrow D_{S}^{+} + \gamma$$

$$|$$

$$\rightarrow \tau^{+} + \nu_{\tau} \qquad (7.29)$$

$$|$$

$$\rightarrow \mu^{+} + \nu_{\mu} + \widetilde{\nu}_{\tau} .$$

Наблюдаването на такъв каскад е много рядко събитие, защото включва идентифицирането на две "счупвания": при разпаданията  $D_s^+ \rightarrow \tau^+$  и  $\tau^+ \rightarrow \mu^+$ . На Фиг. 7.12 е представен общ изглед на събитието в електронните детектори, а на Фиг. 7.13 – различни проекции на визуално измерените следи в емулсионните листа. Импулсите на  $\mu^-$  и  $\mu^+$  са съответно (19.6±3.9) GeV/с и (1.6±0.1) GeV/с. В първата, електромагнитна част на калориметъра е отдадена енергия от (0.27±0.09) GeV, която може да се свърже с наблюдавания вторичен връх в мишенния координатен детектор. Поради това твърдим, че първата стъпка от каскада (7.29) е указаният радиационен разпад. Различните хипотези относно наблюдаваната конфигурация от следи и регистрирани частици са обсъдени в [A4]. Там са представени и резултатите от кинематичната реконструкция на събитието.

Заключението е, че е наблюдавано дифракционно раждане на  $D_s^{*+}$  –мезон при СС-взаимодействие на  $v_{\mu}$  с нуклон или ядро, без да се изменят квантовите числа на частицата-мишена – т.нар. Померонен обмен (Фиг. 2.5), при който  $W^+$  "флуктуира" в  $c\tilde{s}$  – двойка.

За наблюдаването на подобен процес има сведения в литературата [Asr93, Ada00], като усреднената оценка за сечението с използването на по-късни резултати за съответните парциални вероятности е  $(3.1\pm0.5) \times 10^{-3}$  от  $\nu_{\mu}$  CC сечението [Del01, Del04]. При такова сечение в извадката от събития, на която се основава нашият анализ, би трябвало да присъстват  $0.6\pm0.3$  такива случая, което се съгласува с наблюдаването на едно събитие.





**Фигура 7.12.** Визуализация на обсъжданото събитие с раждане на  $D_s^{*+}$ -мезон в електронните детектори. **Горе**: общ вид. **Долу**: Областта на мишената с емулсионните пакети и плоскостите на мишенния координатен детектор.




Както споменахме в §2.5, има много малко теоретични оценки за сеченията на дифракционни процеси с раждане на очаровани мезони ([Leh01], [Zho02]). В едната от работите ([Leh01]) е оценено сечението за раждане на псевдоскаларния мезон  $D_s^-$  при енергия на антинеутриното 34 GeV – 9.5x10<sup>-42</sup> cm<sup>2</sup>. Прякото сравняване не е правомерно, защото векторните мезони се раждат статистически по-често от скаларните, теоретично в отношение 3:1. Измереното от нас съотношение на тази честота (7.26), обаче, е по-близко до 1:1.

Ако използваме средното сечение (4.4) и споменатата по-горе експериментална оценка на относителното сечение, получаваме (5.1 ± 2.0) х 10<sup>-40</sup> cm<sup>2</sup>, което е с 1.5÷2 порядъка по-голямо от теоретичното предсказание. Причината за такова голямо несъответствие може да се търси в обстоятелството, че моделът [Leh01], както отбелязват авторите, е валиден за случаи, когато  $Q^2$  е голямо в сравнение с предадения четириимпулс  $-t = (\tilde{p}_v - \tilde{p}_\mu)^2$  и квадратите на масите на частиците. За наблюдаваното от CHORUS събитие тези две величини са малки и сравними по големина [A4]:  $Q^2 = (0.8\pm0.1) (\text{GeV/c})^2 \text{ и } -t = (1.1\pm0.4) (\text{GeV/c})^2$ .

В другата работа ([Zho02]) се изследва раждане на  $D_s^+$  и разглежданият кинематичен интервал е близък до този на CHORUS. Представените числени оценки на сечението са за  $E_v = 40 \text{ GeV} - 2.0 \times 10^{-41} \text{ cm}^2$  и за  $E_v = 50 \text{ GeV} - 2.7 \times 10^{-41} \text{ cm}^2$ , които отново – даже ако не вземем предвид енергетическата зависимост на сечението, са с 1.5 порядъка по ниски от експерименталната оценка. Тези големи разлики показват, че дифракционните процеси все още не са изяснени от теоретична гледна точка.

## 7.5. Раждане на заредени очаровани адрони $\Lambda_C^+, D^+, D_S^+$ в $v_{\mu}$ СС-взаимодействия

Изследването на раждането на заредени очаровани адрони е направено върху около половината от извадката събития, представени в Табл. 7.3, анализирани към момента на публикуването му. Техните разпадания принадлежат към С-топологиите.

Методът за отделяне на разпадите на  $\Lambda_C^+$  от тези на  $D^+ - \mu D_S^+$ мезоните<sup>10</sup> е статистически и се основава на наблюдаването на събития с топология C1, C3 и C5 и с късо разпадно разстояние. В условията на CHORUS това означава търсене на разпади, случили се в границите на същия емулсионен лист, в който е и първичният връх (Фиг. 7.14, подбират се разпадни разстояния в интервала от 40 до 400 µm ), докато заредените *D*-мезони се разпадат предимно в някой от следващите листа (Фиг. 7.15, подбират се разпадни разстояния от 400 до 2400 µm).

Основен фон във втория случай към събитията с С1-топология са взаимодействията на вторични заредени адрони без видими къси следи около върха на взаимодействието (*white kink*). Поради голямата неопределеност в оценката на този фон, този тип събития не се използват в приведените тук оценки.

Детайлите по анализа могат да бъдат намерени в работата [A10]. Тук ще приведем само крайните резултати.



**Фигура 7.14.** *Разпади с прелетно разстояние в рамките на същия емулсионен лист. Те са преимуществено на*  $\Lambda_{C}^{+}$ .

 $<sup>^{10}</sup>$  Тези мезони имат съответно 2.4 и 5 пъти по-голямо време на живот от  $\,\Lambda_C^{\scriptscriptstyle +}$  , виж Табл. 7.1



**Фигура 7.15.** *Разпади, случващи се в някой от следващите емулсионни листа. Те са преимуществено на*  $D^+ - u \ D_s^+$  –мезони.

За отношението на сечението за раждане на  $\Lambda_C^+$  към това за  $v_{\mu}$  СС-взаимодействие се получава:

$$\sigma(\Lambda_C^+) / \sigma(CC) = (1.54 \pm 0.35 \pm 0.18)\%, \qquad (7.30)$$

а същото отношение за заредените очаровани мезони е:

$$\sigma(D^+ \cap D_S^+) / \sigma(CC) = (2.0 \pm 0.3 \pm 0.2)\%.$$
(7.31)

Един от важните резултати на този анализ е, че (43 ± 8 ± 6)% от всички заредени очаровани адрони, родени в  $v_{\mu}$  СС-взаимодействия, са  $\Lambda_{C}^{+}$ . Числото е в съгласие със стойността (29<sup>+15</sup><sub>-9</sub>)%, получена в по-ранния експеримент E531 [Ush88].

Резултатите (7.10), (7.30) и (7.31) могат да бъдат обединени и да получим приблизителна оценка за пълното инклузивно сечение за раждане на очаровани адрони в  $v_{\mu}$  СС взаимодействия при средна енергия 27 GeV:

$$\sigma(charm)/\sigma(CC) = (6.23 \pm 0.49 \pm 0.30)\%,$$
 (7.32)

Оценката е приблизителна, защото включва раждането (пряко или чрез разпадане на по-тежки очаровани адрони) само на  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D_S^+$  и  $\Lambda_C^+$ . Въпреки това тя е достатъчно добра, защото останалите възможни процеси са на порядък по-малко вероятни. (7.32) може да се сравни с извлеченото по подобен начин от данните на експеримента E531 пълно инклузивно сечение при енергия 22 GeV:  $5.7^{+0.8}_{-0.7}$ % [Del04]. Наблюдаваме добро съгласие.

Микронната пространствена разделителна способност на емулсията позволява да отделим експериментално *квази-еластичните* взаимодействия с раждане на  $\Lambda_C^+$ . Както обсъдихме в §2.4, при квази-еластичните взаимодействия един от нуклоните в ядрото-мишена се трансформира в друг барион, като предаденият импулс на мишената е минимален. В случая на CHORUS  $v_{\mu}$  CC квази-еластични взаимодействия, водещи до наличието на  $\Lambda_C^+$  в крайно състояние са процесите (2.43) ÷ (2.47). Родените  $\Sigma$ -бариони не живеят достатъчно дълго, за да образуват следи в емулсията (виж Табл. 7.2), а се разпадат с излъчване на пион до  $\Lambda_C^+$ . Топологичните конфигурации, които съответстват на процесите (2.43) ÷ (2.47), са представени схематично на Фиг. 7.16.

Вижда се, че в тези конфигурации имаме 2 или 3 следи на заредени частици, излизащи от върха на взаимодействието. Това обстоятелство е в основата на експерименталното отделяне на процесите (2.43) ÷ (2.47).



**Фигура 7.16.** Топологични конфигурации, съответстващи на квази-еластични процеси с раждане на очаровани бариони.

Анализът, изложен подробно в [A12], се базира на 46105  $l\mu$  събития, реконструирани с *NETSCAN*. След отбиране на конфигурации, съответстващи предимно на разпади в един емулсионен лист (виж Фиг.7.14), остават 769 събития, които са подложени на визуално сканиране. Само за 72 от тях наблюдаваната топология съответства на процеси от Фиг. 7.16. Техните характеристики са представени в Табл. 7.8.  $N_S$  е броят на следите на заредени частици, излизащи от върха на взаимодействието, вкл. и следата на  $\Lambda_c^+$ .  $N_S = 2$ 

съответства на раждане на еднократно зареден адрон, докато при  $N_S = 3$  имаме раждане на двукратно зареден адрон. Множествености във върха, различни от тези, не съответстват на квази-еластични събития. От таблицата се вижда, че в 49 от случаите имаме интересуващите ни множествености. Разбира се, част от тези събития се дължат на фонови процеси, главно процеси с раждане на  $D^+$  и  $D_S^+$  и дълбоко нееластично разсейване с раждане на  $\Lambda_C^+$ .

Таблица 7.6.	<i>Резултати от визуалното сканиране. N</i> <sub>S</sub> е броят на следите на
	заредени частици, излизащи от върха на взаимодействието, вкл.
	и следата на $\Lambda_C^+$ .

Decay type	Charged charm	$N_S = 2$	$N_S = 3$
C1	33	13	8
C3	38	14	13
C5	1	1	0
Total	72	28	21

Този фон може да бъде потиснат кинематически чрез налагане на ограничения върху отделената в калориметъра енергия (тя трябва да е минимална) и ъгъла на разлитане между мюона и очарования адрон в равнина, перпендикулярна на неутринния сноп, който ъгъл трябва да е близък до 180°. Детайлно разглеждане е направено в [A12]. В крайна сметка остават 13 наблюдавани квази-еластични събития: 9 с  $N_S = 2$  и 4 с  $N_S = 3$ . След изчисляването на ефективностите за регистрация с помощта на разработените в CHORUS симулационни пакети се получава броят на квази-еластичните взаимодействия в мишената:

$$N_{N_{S}=2}^{\text{QE}} = 96.1^{+57.2}_{-27.7}(\text{stat})^{+10.6}_{-13.4}(\text{syst})$$

$$N_{N_{S}=3}^{\text{QE}} = 37.7^{+42.8}_{-20.4}(\text{stat})^{+4.1}_{-5.3}(\text{syst})$$
(7.33)

От (7.33) може да се изчисли отношението на сечението за квазиеластично разсейване с раждане на очарован барион към пълното  $v_{\mu}$  СС сечение като отношение на броя събития (7.33) към общия брой сканирани  $1\mu$  събития.

Отношението на ефективностите за локализиране на какви да е  $1\mu$  събития и тези с раждане на очарован адрон е различно от единица поради различния спектър на първичните мюони. Това отношение, определено чрез Монте Карло симулации, е  $1.24 \pm 0.01$  [A10]. Тогава за отношението на сеченията получаваме:

$$\sigma(QE)/\sigma(CC) = (0.23^{+0.12}_{-0.06}(stat)^{+0.02}_{-0.03}(syst) \times 10^{-2}$$
(7.34)

По същия начин можем да получим и относителните сечения за квазиеластично раждане на еднократно заредени и двукратно заредени очаровани бариони:

И

$$\sigma(C^{+})/\sigma(CC) = (0.17^{+0.10}_{-0.05}(stat) \pm 0.02(syst)) \times 10^{-2}$$

$$\sigma(C^{++})/\sigma(CC) = (0.07^{+0.07}_{-0.04}(stat) \pm 0.01(syst)) \times 10^{-2} .$$
(7.35)

Изоспиновите свойства на адронния слаб ток (2.53), превръщащ d-кварка в c-кварк, водят до следното съотношение между ексклузивните сечения за раждане на  $\Sigma_{C}$ -бариони [Fin75, Shr76]:

$$\sigma(\nu p \to \mu^{-} \Sigma_{c}^{++}) + \sigma(\nu p \to \mu^{-} \Sigma_{c}^{*++}) =$$

$$= 2(\sigma(\nu n \to \mu^{-} \Sigma_{c}^{+}) + \sigma(\nu n \to \mu^{-} \Sigma_{c}^{*+}))$$
(7.36)

Химическият състав на емулсията е такъв, че можем да я считаме приблизително за изоскаларна мишена (т.е. с равен брой протони и неутрони в единица маса) [Aok00]. Тогава от (7.35) и (7.36) можем да заключим, че съотношението на сеченията за квази-еластично раждане на съответните бариони в ядрена фотоемулсия е

$$\sigma(\Lambda_C^+): \sigma(\Sigma_C^+ + \Sigma_C^{+*}): \sigma(\Sigma_C^{++} + \Sigma_C^{++*}) = 4:1:2 .$$
(7.37)

От (7.30) и (7.34  $\div$ 7.37) се вижда, че около 10% от родените в емулсията  $\Lambda_C^+$ -бариони са резултат на квази-еластично взаимодействие.

Квази-еластичният характер на взаимодействието дава възможност да се изчисли предаденият на очарования адрон импулс  $Q^2$ . Разпределението на 13-те наблюдавани събития по тази величина е представено на Фиг. 7.17. Средната й стойност е  $\langle Q^2 \rangle = (2.0 \pm 0.6) \text{ GeV}^2$ .

Получените в този параграф резултати могат да се сравнят с наличните експериментални данни, както и с предсказанията на различните модели, обсъдени в §2.4. Като използваме пълното  $\sigma(CC)$  сечение от (4.4) и относителните сечения (7.34) и (7.35) получаваме:

$$\sigma(QE) = 4.3^{+2.2}_{-1.3} \times 10^{-40} cm^{2},$$
  

$$\sigma(C^{+}) = 3.1^{+1.9}_{-1.0} \times 10^{-40} cm^{2},$$
  

$$\sigma(C^{++}) = 1.3^{+1.3}_{-0.7} \times 10^{-40} cm^{2}.$$
(7.38)

Използването на (7.37) ни води до

$$\sigma(\Lambda_{C}^{+}) = 2.4_{-1.1}^{+2.0} \times 10^{-40} \, cm^{2}. \tag{7.39}$$

Съществуващите експериментални данни [Del04]са сравнени с измерването на CHORUS в Табл. 7.7. Както се вижда, измерването на CHORUS е внесло значителна яснота в дотогава неопределената ситуация.

**Таблица 7.7.** Експериментални данни за квази-еластично раждане на очаровани адрони в неутринни експерименти.

Experiment	$\sigma_{\Sigma_c^{++}} (10^{-40} \mathrm{cm}^2)$	$\sigma_{\Sigma_c^{\star++}} (10^{-40} \mathrm{cm}^2)$	$\sigma_{A_c^+} \over (10^{-40}{ m cm}^2)$	$\sigma_{(A_c^+ + \Sigma_c^+ + \Sigma_c^{*+})} (10^{-40} \mathrm{cm}^2)$	$\begin{array}{c} (\sigma_{\Sigma_c^{++}} + \sigma_{\Sigma_c^{\star++}}) \\ (10^{-40}  \mathrm{cm}^2) \end{array}$
[Jon87]	$(2.3^{+2.7}_{-1.6})$				
[Amm93]	$(2.3 \pm 2.0)$	$(4.5 \pm 4.0)$			
[Son83]			$(0.9^{+0.9}_{-0.7})$		
[Ush88]			$(3.7^{+3.7})$		
[Arm81b]			-2.3	$(38.3 \pm 23.1)$	< 8.8
Average	$(2.3 \pm 1.5)$	$(4.5 \pm 4.0)$	$(1.1 \pm 0.8)$	$(38.3 \pm 23.1)$	< 8.8
[A12]			$2.4^{+2.0}_{-1.1}$	$(3.1^{+1.8}_{-0.9}\pm0.4)$	$(1.3^{+1.3}_{-0.7}\pm0.2)$

Прякото сравняване на стойностите (7.38) с числата от Табл. 2.2 е затруднено, понеже последните представляват ексклузивните сечения при енергия 10 GeV, докато (7.38) са средни сечения, измерени в неутринния сноп на CHORUS със средна енергия 27 GeV. Значителните експериментални неопределености също не дават възможност за категорични заключения. Въпреки това, като се има предвид, че теоретичните ексклузивни сечения при енергия 27 GeV са около 3 пъти по-малки от тези при 10 GeV (виж Фиг. 2.2), можем да кажем, че нашите експериментални данни дават предпочитание на моделите, развити в [Kov90] и [Ame79], които въвеждат фактори на потискане на раждането на очаровани адрони спрямо съотношенията, следващи от ароматната  $SU_{flavor}(4)$  симетрия.

Предсказваните  $Q^2$  - разпределения от различните модели не се различават драматично по форма (виж Фиг.2.4). Нашите данни не са с достатъчна точност, за да се направи разграничение между тях. Като пример на Фиг. 7.17 с прекъсната линия е показан резултатът от Монте Карло симулиране съгласно модела [Shr76], нормиран на наблюдавания брой събития. Наблюдава се добро съгласие.



Фигура 7.17. Q<sup>2</sup> – разпределение на наблюдаваните очаровани бариони, родени в квази-еластични взаимодействия. Хистограмата е резултат от Монте Карло симулиране съгласно модела, развит в [Shr76].

## 7.6. Измерване на парциалните вероятности за полулептонни разпадания на очарованите адрони

Измерването на относителната вероятност за разпадане на очарованите адрони в крайни състояния, съдържащи мюон, е особено важно от експериментална гледна точка. Както беше споменато в §7.1, изучаването на раждането на очаровани адрони в vN взаимодействия в редица електронни експерименти с цел изследването на свойствата на c-кварка се базира на отделянето на събития с два и повече мюона в крайно състояние (виж Табл. 7.1). Типът на очарованите частици и разпадните им топологии не могат да се идентифицират прецизно в подобни експерименти. Поради това заключенията за характеристиките на раждане на c-кварк се правят именно с използването на въпросните парциални вероятности. Ето защо измерването на тези вероятности с добра точност е съществено. CHORUS е единственият експеримент, където това може да бъде направено чрез директното наблюдаване на топологията на разпаданията и то с добра статистическа осигуреност, базирайки се на извадката от 2013 възстановени разпада на очаровани частици (Табл. 7.3). По-ранният подобен експеримент E531 [Ush88] има само 122 наблюдавани разпада.

Основната задача на нашия анализ [A19] е да се определи относителната вероятност за разпадане на родените в  $v_{\mu}N$  СС-взаимодействия очаровани адрони на мюон и други частици. За целта в събитията от Табл. 7.3 е предприето

търсене на втори мюон в крайно състояние с използване на информацията от електронните детектори: калориметъра и мюонния спектрометър. Изискването във всяко събитие да се наблюдава втори мюон в мюонния спектрометър би довело ефективно до намаляване на ъгловия захват и въвеждане на импулсен праг от 1.5 – 2.5 GeV/с. Поради това беше разработен специален алгоритъм за идентифициране на изолирани траектории с енергетични загуби близки до тези на минимално йонизиращи частици в калориметъра и първия модул на спектрометъра [A19]. Търсенето започва от възстановения в *NETSCAN* реконструкцията вторичен връх на събитието. Проверява се дали някоя от излизащите от него траектории принадлежи на мюон чрез сравняване с налична траектория на втори мюон в спектрометъра или чрез екстраполация към калориметъра и прилагане на разработения алгоритъм. Броят отбрани по този начин събития със съответната разпадна топология е показан във втората колонка на Табл. 7.8. В третата колонка е дадена оценка за броя фонови събития. Основен принос към фона имат случаите на адрони, които не са предизвиквали адронен каскад и са проникнали дълбоко в калориметъра (т. нар. punch-trough траектории), както и мюони от разпаданията на π– и К-мезони, когато мезонната траектория съвпада с траектория от вторичния връх. Ефективността на отбор е оценена чрез Монте Карло симулиране и е представена в четвъртата колонка на таблицата.

**Таблица 7.8.** За съответната разпадна топология (Number of prongs) са представени броят събития с идентифициран мюон, излитащ от вторичния връх (Selected), оценката за фона (Background), вероятността за наблюдаване на съответната топология с мюон в крайно състояние при разпад на очарована частица ( $\varepsilon_{\mu}^{id}$ ) и измерените парциални вероятности  $B_{\mu}$ .

Number of prongs	Selected	Background	$arepsilon_{\mu}^{\mathrm{id}},$ %	$\overline{B_{\mu}}$ (%)
C1	20	0.8	$36.0\pm3.4$	$10.8\pm2.4\pm0.5$
V2	34	9.8	$34.5\pm1.9$	$8.3\pm1.4\pm0.4$
C3	17	8.4	$26.4\pm2.6$	$6.1\pm1.6\pm0.6$
C1+C3	37	9.2	$31.7\pm3.1$	$8.6\pm1.4\pm0.4$
V2+V4	36	9.8	$30.1\pm1.5$	$8.1\pm1.5\pm0.3$
Inclusive	73	19.0	$30.4\pm2.1$	$7.3\pm0.7\pm0.2$

Изчисляването на  $\varepsilon_{\mu}^{id}$  не е тривиално, тъй като в симулирането трябва да се заложат относителните вероятности за раждане на всевъзможни очаровани адрони и за съответните им топологични разпадания. В нашия анализ сме включили  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D_S^+$  и  $\Lambda_C^+$  и техните възбудени състояния, които търпят силни и електромагнитни разпади до тях. Детайлите могат да бъдат проучени в [A19], където е обсъдено и изчисляването на статистическите и систематичните неопределености. Зависимостта на осреднената по различните очаровани адрони и техните топологични разпади ефективност (последният ред на Табл. 7.8, *Inclusive*) от импулса на вторичния мюон е показана на Фиг. 7.18. Крайните резултати са представени в последната колонка на Табл. 7.8.





Събитията с V2 и V4 топологии представляват фактически разпадания на  $D^0$ -мезон. Ако използваме резултата (7.8) за разпаданията на този мезон в напълно неутрални състояния, то можем да изчислим парциалната му вероятност за разпадане с излъчване на мюон:

$$B_{\mu}(\mathbf{D}^{0}) = [6.5 \pm 1.2 \text{ (stat)} \pm 0.3 \text{ (syst)}] \times 10^{-2}.$$
(7.40)

В последния ред на таблицата е представена инклузивната вероятност за разпадане на очарован адрон с излъчване на мюон, която може да се интерпретира като вероятност за фрагментация на очарования кварк в състояние, съдържащо мюон:

$$\overline{B}_{\mu}(c \to \mu + X) = [7.3 \pm 0.7(stat) \pm 0.2(syst)] \times 10^{-2}$$
(7.40a)

Този наш резултат, както и (7.40), са цитирани в последните две издания на Обзора на свойствата на частиците [PDG06, PDG08].

Строго погледнато, величината  $\overline{B}_{\mu}$  от (7.40а) е валидна само за конкретния неутринен сноп на CHORUS поради различните енергетически

зависимости за раждане на различните очаровани адрони. В [A19] е изчислена тази величина в три енергетични интервала и от нея е извлечено сечението за раждане на  $\mu^+\mu^-$  двойка в vN взаимодействия, подобно на представеното на Фиг. 7.9 сечение за раждане на  $D^0$ . Резултатът е показан на Фиг. 7.19 и е сравнен с усреднените измервания от други експерименти [Del02a]. Съвпадението при енергии под 50 GeV, където основно са съсредоточени наблюдаваните от СНОRUS събития, е съвсем задоволително.



Фигура 7.19. Енергетическа зависимост на относителното сечение за раждане на µ<sup>+</sup>µ<sup>−</sup> двойка. С плътни линии са показани измерванията на CHORUS, а с прекъснати – усреднените резултати от електронните ди-мюонни експерименти [Del02a].

Анализът на измерванията по раждане на мюонни двойки в неутринни експерименти при по-високи енергии дава възможност да се извлече във водещия порядък (*Leading Order*, *LO*) по пертурбативното КХД разложение произведението  $\overline{B}_{\mu}|V_{cd}|^2$ , където  $V_{cd}$  е съответният елемент на матрицата на Кабибо-Кобаяши-Маскава. За енергии над 30 GeV осредненият резултат е [Del04]:

$$\overline{B_{\mu}} \times |V_{\rm cd}|^2 = (0.474 \pm 0.027) \times 10^{-2}$$
 (7.41)

За извличане на квадрата на модула на самия елемент е необходимо познаване на  $\overline{B}_{\mu}$ . От нашите данни при енергии над 30 GeV се получава:

$$\overline{B_{\mu}} = [8.5 \pm 0.9 \text{ (stat)} \pm 0.6 \text{ (syst)}] \times 10^{-2}.$$
(7.42)

Комбинирането на (7.41) и (7.42) дава

$$|V_{cd}|_{LO} = 0.236 \pm 0.016 , \qquad (7.43)$$

като статистическата и систематична неопределености са сумирани квадратично.

В последното издание на Обзора на свойствата на частиците [PDG08] горният резултат е използван за получаване на световното средно  $|V_{cd}|_{LO} = 0.231 \pm 0.011$ .

Глобалният фит на елементите на СКМ матрицата с налагане на изискването за унитарност дава  $|V_{cd}| = 0.2256 \pm 0.0010$  [PDG08]. Нашият резултат (7.43) прекрасно се съгласува с тази стойност.

#### 7.7. Изучаване на раждането на очаровани адрони в антинеутринонуклонни СС взаимодействия

Както вече беше отбелязано, данните за антинеутринни взаимодействия с раждане на адрони, съдържащи c-кварк, извлечени от електронни експерименти, регистриращи два и повече мюона в крайно състояние, са надеждни при енергии над 30 GeV. При по-ниски енергии само хибридният емулсионен експеримент E531 е публикувал единствено относителното сечение за раждане на очаровани адрони спрямо пълното  $\tilde{v} N$  сечение, (5.8±2.5)%. [Ush88]

Липсата на данни при относително ниски енергии е мотивацията за предприетия от CHORUS анализ на раждане на очаровани адрони в  $\tilde{v}N$  взаимодействия [A14], чиито резултати са сумирани в този параграф. Анализирани са 96 472 *NETSCAN* сканирани събития с най-малко един реконструиран мюон (отрицателен или положителен) в мюонния спектрометър. Поради примес от около 5%  $\tilde{v}_{\mu}$  в снопа, част от тези събития очевидно са предизвикани от тези антинеутрина. В 2704 от тези събития реконструираният от мюонния спектрометър мюон (или по-високенергетичният такъв, ако са повече от един) е положително зареден, което ги определя като кандидати за  $\tilde{v}N$  СС взаимодействия. Фонът в тази извадка, определен чрез Монте Карло симулиране, се състои от:

- ν<sub>μ</sub> СС събития с реконструиран отрицателен мюон като положителен такъв, 169±28(stat)±17(syst) събития;
- ν<sub>μ</sub> СС събития с раждане на очарован адрон и разпадането му с излъчване на μ<sup>+</sup>, който е регистриран, а е пропуснат първичният μ<sup>-</sup>, 79±16(stat)±8(syst) събития;
- ν<sub>μ</sub> СС събития с неидентифициран първичен мюон или NC събития, в които *punch-through* изолиран адрон е регистриран в спектрометъра, 284±45(stat)±28(syst) събития.

След *NETSCAN* реконструкцията върху въпросните кандидати се налагат критерии за отбор, подобни на обсъдените в §7.1. Отбрани са 81 събития, които са подложени на визуален преглед. От тях са потвърдени 40 събития, които намаляват до 32 след налагане на допълнителни критерии за по-строг отбор на реконструираните траектории на положителни мюони с цел получаване на по-чиста извадка от събития. Разпределението по топологии е следното: 16 събития с V2 топология, 6 – с V4, 4 – с C1, 4 – с C2 и 2 събития с C3 топология.

Оценката на ефективностите за регистрация на различните топологии е направена чрез Монте Карло симулация, в която се разглеждат събития с раждане на  $\widetilde{D}^0$ -,  $D^-$ - и  $D_s^-$ -мезони. (Вероятността за раждане на очарован антибарион е пренебрежима.) Детайлите са изложени в [A14]. Средната ефективност за регистрация (7.2) е (26.5±1.0)%. Общият брой фонови събития е 3.2±0.3.

Проведеният анализ ни дава възможност да оценим приблизително относителното сечение за раждане на очаровани адрони в  $\tilde{v}_{\mu} N$  CC взаимодействия. Оценката е приблизителна, защото се основава на пресмятането на ефективностите за регистрация само на споменатите по-горе очаровани мезони. Резултатът е:

$$\sigma(\bar{\nu}_{\mu}N \to \mu^{+}\bar{c}X)/\sigma(\bar{\nu}_{\mu}N \to \mu^{+}X) = (5.0^{+1.4}_{-0.9}(\text{stat}) \pm 0.7(\text{syst}))\%$$
 (7.44)

като за получаването му сме използвали и съотношението (7.8) за процента "невидими" разпади на  $\tilde{D}^0$ . Резултатът е в съгласие с цитираното по-горе измерване на E531 и е по-точен от него.

Въпреки малкия брой събития можем да се опитаме да извлечем енергетическата зависимост на отношението (7.44). Тя е показана на Фиг. 7.20, където е сравнена с данните на електронните експерименти, регистриращи мюонни двойки [Del02a].

Наблюдава се добро съгласие при енергии над 30 GeV и различие при пониските енергии, където знаем, че двумюонните данни не са надеждни.

Само за илюстрация на фигурата е показан и резултат от пресмятане във водещия порядък по КХД с маса на очарования анти-кварк 1.31 GeV/c<sup>2</sup> [Con98]. Отново се наблюдава сравнително добро съгласие.



Фигура 7.20. Енергетическа зависимост на относителното сечение за раждане на очаровани адрони в  $\tilde{v}_{\mu}$  N CC-взаимодействия. Измерванията на CHORUS са представени с отворени квадратчета и плътни линии, а данните от двумюонните експерименти – с черни точки и прекъснати линии. Щриховата линия илюстрира теоретично пресмятане във водещия порядък по КХД с маса на очарования анти-кварк 1.31 GeV/c<sup>2</sup> [Con98.]

#### 7.8. Търсене на редки процеси

Уникалната пространствена разделителна способност на ядрените фотоемулсии и големият брой сканирани събития в експеримента CHORUS позволяват да се търсят редки процеси при неутринните взаимодействия. В този параграф ще се спрем на два такива процеса: съвместно раждане на две очаровани частици [A8, A22] и образуването на хиперядра и суперядра<sup>11</sup>[A18].

Раждането на две очаровани частици в vN – взаимодействие (виж §2.7) е рядък и следователно трудно наблюдаем процес. При него очарованите адрони са резултат на фрагментацията на двойка очаровани кварк и антикварк, която може да се образува в резултат на два процеса: единият носи названието *бозон-слуонно сливане* с Файнманова диаграма, показана на Фиг. 2.13, а другият се нарича *излъчване на спирачен глуон* и Файнмановата му диаграма е показана на Фиг. 2.12.

Регистрирането на подобни взаимодействия в електронни експерименти е трудна задача. Евентуална експериментална сигнатура би било наличието на три

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> *Хиперядра* са такива ядра, в които един от нуклоните е заменен със странен барион. В *суперядрата* един от нуклоните е заменен с очарован барион [Туа75].

мюона в крайно състояние или поне два мюона с еднакви заряди. Резултатите от подобни експерименти ще бъдат разгледани малко по-късно заедно с подобни измервания на CHORUS (виж §7.9). Тук ще споменем, че фонът от разпаданията на неочаровани адрони в състояния, съдържащи мюони, е доста силен и споменатите експерименти не дават еднозначен отговор за наблюдаването на съвместно раждане на очаровани адрони.

Мишената от ядрена фотоемулсия предоставя уникална възможност за наблюдаване на горните процеси чрез търсене на топологии, съответстващи на разпадането на два очаровани адрона, най-вероятно – D–мезони. В експеримента E531 със средна енергия на неутринния сноп 22 GeV е наблюдавано едно подобно събитие в NC–взаимодействие, като оценката за сечението е ~ 10<sup>-3</sup> от пълното NC–сечение [Ush88].

Търсенето на съвместно раждане на два очаровани адрона в CHORUS се основава на извадка от *NETSCAN* сканирани 99245  $1\mu$  събития и 26621  $0\mu$  събития с локализиран връх на взаимодействието<sup>12</sup>. След първоначалния отбор (детайлите са описани в [A22]) за визуално преглеждане остават в двете групи респективно 2816 и 717 събития. Визуалното измерване отделя само по три събития от двете групи с топологии, съответстващи на две разпадания. За да се отсее фонът от разпадания на странни частици и вторични адронни взаимодействия се прилагат допълнителни кинематични ограничения. След тях остават само 4 събития: З от  $0\mu$  извадката и 1 от  $1\mu$  извадката. Поради уникалния характер на тези събития ще покажем реконструкцията в емулсионните листа на две от тях: на Фиг. 7.21 е представено събитие с раждане на два очаровани адрона в NC–взаимодействие, а на Фиг. 7.22 – единственото за сега наблюдавано подобно събитие в СС–взаимодействие.

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> без да се налага ограничение за знака на проследяваната *scan-back* траектория.



Фигура 7.21. Реконструкция на NC неутринно взаимодействие със съвместно раждане на два очаровани адрона, които се разпадат на по две заредени частици (V2+V2 топология). От първичния връх на взаимодействието излиза само една заредена частица. Защрихованите области са пластмасовите подложки на емулсионните листа.



Фигура 7.22. Реконструкция на единственото до сега наблюдавано СС неутринно взаимодействие със съвместно раждане на два очаровани адрона.Последните се разпадат на две и четири заредени частици (V2+V4 топология). От първичния връх на взаимодействието излизат 4 заредени частици, една от които е идентифицирана като отрицателен мюон в мюонния спектрометър. Защрихованите области са пластмасовите подложки на емулсионните листа. Възможният брой фонови събития и съответните ефективности за регистрация са оценени чрез Монте Карло симулиране с използване на генератора HERWIG [Cor01], който генерира и двата типа събития със съвместно раждане на очаровани адрони заедно с другите типове *vN* взаимодействия. Фонът е незначителен и в двете извадки и е от порядъка на 0.2 събития [A22].

Оценките на съответните сечения в неутринния сноп на CHORUS със средна енергия 27 GeV са:

$$\frac{\sigma(c\bar{c}\nu)}{\sigma_{\rm NC}^{\rm DIS}} = (3.62^{+2.95}_{-2.42}(\text{stat}) \pm 0.54(\text{syst})) \times 10^{-3}$$
(7.45)

$$\frac{\sigma(c\bar{c}\mu^{-})}{\sigma_{\rm CC}} = (1.95^{+3.22}_{-1.44}(\text{stat}) \pm 0.29(\text{syst})) \times 10^{-4}.$$

Горните оценки са направени с отчитане на пълния поток неутрина през мишената на CHORUS. Съвместното раждане на два очаровани адрона, обаче, има висок енергетичен праг, около 35 GeV. Ако отчетем само потока неутрина с енергии, по-големи от тази стойност<sup>13</sup>, тогава оценките (7.45) се изменят съществено и стават:

$$(7.30^{+5.95}_{-4.88}(\text{stat}) \pm 1.09(\text{syst})) \times 10^{-3}$$

$$(4.50^{+7.44}_{-3.33}(\text{stat}) \pm 0.68(\text{syst})) \times 10^{-4}$$
(7.46)

Първият от резултатите (7.45) може да бъде сравнен с измерването на E531 при 22 GeV средна енергия на неутрината –  $(1.3^{+3.1}_{-1.1}) \times 10^{-3}$  [Ush88], а коригираното значение в (7.46) – с измерването на NuTev колаборацията<sup>14</sup> при средна енергия от 154 GeV –  $(6.4^{+5.5}_{-4.6}) \times 10^{-3}$ . И в двата случая имаме съгласуване на резултатите.

Съществуващите феноменологични модели на съвместно раждане не са много категорични в предсказанията си за съответните сечения. Моделът с бозон-глуонно сливане [Lev79, Bar80] предсказва относителен дял на този процес в NC-взаимодействията от около  $4 \times 10^{-3}$  за неутринния поток на CHORUS, което е в съгласие с нашите измервания. С използването на кваркпартонния модел [Hag80] и неговата енергетическа зависимост, представена на Фиг. 2.14, за относителното сечение за CC-взаимодействия в снопа на CHORUS се получава ~  $2 \times 10^{-4}$ , което също се съгласува добре с (7.45).

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> При  $E_v > 35$  GeV средната енергия на неутрината е 73 GeV.

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup> Колаборацията NuTev използва електронна методика и специално подбрани кинематични ограничения за оценка на сечението за съвместно раждане на очаровани адрони в *NC* взаимодействия. Полученият сигнал се сравнява с Монте Карло генериран такъв за извличането на резултата [Gon01, Alt01].

Търсенето на хиперядра и суперядра, родени в vN взаимодействия в емулсионната мишена на CHORUS е мотивирано от относително големия процент СС взаимодействия с раждане на странни и очаровани частици, около 20% и 6% респективно. Хиперядра са наблюдавани в много експерименти [Ban85, Gib89, Gib95]], докато в литературата има сведения само за 3 събития, кандидати за суперядра, наблюдавани в мишена от ядрена фотоемулсия, облъчена протони с импулс 250 GeV/c [Lyu89].

Образуването на хипер– и суперядра в резултат на СС-взаимодействия в емулсията води до събития с характерна топология: къса плътна следа от откатното ядро във върха на взаимодействие, която завършва с вторичен, разпаден връх. Беше предприет специален анализ на 74454 *1µ* събития с локализиран връх на взаимодействието със записване и преглеждане на голямо количество електронни изображения, получени в процеса на *scan-back* сканиране на емулсиите [A18]. В резултат бяха намерени 18 събития с образуване на хиперядра и нито едно със суперядро. За първи път беше оценено сечението за образуване на хиперядра в неутринни взаимодействия:

$$\frac{\sigma(\nu_{\mu}A \to \text{HF(non-mesic})\mu^{-}X)}{\sigma(\nu_{\mu}A \to \mu^{-}X)} = (2.0 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 0.3(\text{syst})) \times 10^{-3}$$
(7.47)

и поставена горна граница за образуването на суперядра:

$$\frac{\sigma(\nu_{\mu}A \to SF\mu^{-}X)}{\sigma(\nu_{\mu}A \to \mu^{-}X)} < 1.9 \times 10^{-4} \quad (90\% \text{ C.L.}).$$
(7.48)

Като сравним последното число със сечението за раждане на  $\Lambda_C^+$  от (7.30) се получава, че не повече от 1% от родените в СС неутрино-ядрени взаимодействия  $\Lambda_C^+$ -бариони имат шанс да останат в ядрото-мишена и да го трансформират в суперядро.

#### 7.9. Изучаване на процеси с няколко мюона в крайно състояние

В този и следващия параграфи ще изложим някои от резултатите на колаборацията CHORUS по изучаване на неутринни взаимодействия само с помощта на електронните детектори [A6, A11, A13, A20, A26]. В този случай CHORUS работи като "стандартен" неутринен детектор, подобен на детекторите, отбелязани с "*Calorimetry*" в Табл. 7.1 (стр. 189). Ролята на мишена изпълнява калориметърът с маса 112 t, а излитащите от там мюони се регистрират от мюонния спектрометър. Регистрирането на неутринните взаимодействия в калориметъра се случва паралелно с регистрирането на взаимодействия в

емулсионната мишена, като се използва т.нар ди-мюонен тригер (описан в [Beu98] като *calorimeter two-track trigger*), който е един от няколкото различни тригера, използвани при набирането на данни (виж §4.8). Логиката му е основана на подбиране на събития с две или повече изолирани траектории в калориметъра и на праг по отделена в него енергия [Beu98]. Записани са около 6х10<sup>6</sup> такива събития.

В работа [A26] тези събития са анализирани с цел извличане на енергетическата зависимост на сечението за раждане на очарован кварк. Първичният мюон е в резултат на прехода  $v \rightarrow \mu$ , а вторичният се ражда при разпадането на очарования адрон, т.е. на прехода  $c \rightarrow \mu$ . Двата мюона са с противоположни знаци. За първичен се приема мюонът с най-голям напречен импулс спрямо посоката на неутринния сноп. Прилагането на тази дефиниция води до (95.8±1.0)% ефективност за правилно идентифициране на първичния мюон в неутринни СС взаимодействия и (94.0±1.1)% в антинеутринни СС взаимодействия.

От записаните 6 млн. събития в около 500 хиляди са реконструирани два и повече мюона в мюонния спектрометър. След налагане на определени критерии за отбор, подробно описани в [А26], с цел отделяне на събития с добре реконструирани мюони, представляващи дълбоко-нееластично (анти)неутрино– нуклонно разсейване<sup>15</sup>, остават 12680 двумюонни събития, разпределени по следния начин:

_	10218 c	ьбити	я с <i>µ</i> <sup>-</sup> <i>µ</i> <sup>+</sup> д	войк	a <sup>16</sup> ;	
_	1441	"	$\mu^-\mu^-$	"	,	
_	975	"	$\mu^+  \mu^-$	"	•	(7.49)
_	46	"	$\mu^+ \mu^+$	"		

Извадките, които ни интересуват в този анализ, са от  $\mu^-\mu^+$  и  $\mu^+\mu^-$  двойки. Фоновите събития в тях са от случаите с мюонни разпади на пиони и каони от родените в събитията адрони (първични или в резултат на каскад в мишената). Проведеното моделиране за тяхната оценка с изключен канал  $c \to \mu$  на разпадане на очарования кварк води до съотношение

$$\binom{N_{CC}^{++}}{N_{CC}^{--}}_{MC} = 0.89 \pm 0.10$$
(7.50)

за реконструираните симулирани *vN* СС събития. Имаме практически еднаква вероятност да регистрираме мюонна двойка с еднакви или различни знаци от пионните и каонни разпадания. По-малкият брой регистрирани  $\mu^-\mu^+$ , отколкото  $\mu^-\mu^-$ , се дължи на по-високата ефективност за регистрация на отрицателни мюони, защото магнитното поле в спектрометъра е фокусиращо за тях и

дефокусиращо за положителните мюони. Съотношението  $\binom{N_{CC}^{+-}}{N_{CC}^{--}}_{MC}$  за  $\tilde{v}N$  CC

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup> В допълнение на критериите за добре реконструирани мюони се изисква и  $E_v > 10 \text{ GeV}, Q^2 > 3 \text{GeV}^2/c^2$ .

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup> На първо място е първичният мюон.

събития е 0.11±0.02. От горните две съотношения можем да определим фона в двете извадки, като умножим броя на  $\mu^- \mu^-$  двойките в данните<sup>17</sup> по съответното отношение (7.50). Като вземем предвид и съответните ефективности на отбор, както и неизбежното "смесване" на неутринни и антинеутринни събития, получаваме за  $\mu^- \mu^+$  извадката 8910±180 събития, а за  $\mu^+ \mu^-$  извадката: 430±60 събития. Това е втората по големина извадка от двумюонни събития, получавана в проведените до сега експерименти по неутринно разсейване (виж Табл. 7.1 на стр. 189).

По-нататъшният анализ има за цел извличането на стойностите на физически интересните величини, които "управляват" процеса на дълбоконееластично разсейване. Това са масата на очарования кварк  $m_c$ , количеството "морски" странни кваркови двойки в нуклона  $\kappa$  и фрагментационният параметър  $\varepsilon_P$ . Резултатите зависят съществено и от  $B_{\mu}$  – парциалната вероятност за прехода  $c \rightarrow \mu$ . Възприетата процедура е следната: Генерирани са  $3.5 \times 10^5$  събития на дълбоко-нееластично разсейване с раждане на очарован кварк с фиксирани значения на горните величини. Тези събития са подложени на процедурата за реконструкция и отбор на реалните данни. В резултат остават 17439 събития.

Строят се техните разпределения по експерименталните наблюдаеми  $E_{\nu}^{\nu is}$ ,  $x_{\nu is}$  и

 $z_{vis}$ . Реалните данни се фитират с тези разпределения с метода на максималното правдоподобие, като се менят стойностите на изброените физически величини и на всяка стъпка се генерират нови разпределения. На всяко събитие се приписва тегло, равно на отношението на сечението за дълбоко-нееластично разсейване при текущите стойности на параметрите към стойността му при фиксираните стойности от началното генериране. Сеченията се пресмятат по формулите от §2.7. Тези тегла се използват за изчисляване на функцията на правдоподобие, която се максимализира. След схождане на фитиращата процедура<sup>18</sup> се получава крайният "комплект" от стойности на търсените величини и техните статистически неопределености. Систематичните неопределености са функция на използваните нуклонни структурни функции, процедурата за отчитане на фона от мюонните разпадания на неочарованите мезони и общата нормировка на сеченията. Детайлите са изложени в [A26]. Резултатът от фитирането за интересуващите ни величини е:

$$m_{\rm c} = (1.26 \pm 0.16(\text{stat}) \pm 0.09(\text{syst})) \text{ GeV}/c^{2},$$
  

$$\kappa = 0.33 \pm 0.05(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst}),$$
  

$$\epsilon_{\rm P} = 0.065 \pm 0.005(\text{stat}) \pm 0.009(\text{syst}),$$
  

$$B_{\mu} = 0.096 \pm 0.004(\text{stat}) \pm 0.008(\text{syst}).$$
  
(7.51)

 $<sup>^{17}</sup>$   $\mu^+$   $\mu^+$  двойките са много малко.

<sup>&</sup>lt;sup>18</sup> използва се пакетът MINUIT [Jam94]

Получените разпределения по експерименталните наблюдаеми са показани на Фиг. 7.23. Резултатите (7.51) са сравнени с резултатите за същите величини, получени в по-ранните неутринни двумюонни експерименти, в Табл. 7.9. Наблюдава се много добро съгласие.

Стойностите (7.51) могат да се сравнят и със стойностите на същите величини, извлечени от анализа на родените в емулсията очаровани адрони в §7.3. Дефиницията на  $\varepsilon_P$  тук съответства на (7.16). Съгласието е много добро. Масата на *с*–кварка  $m_c$ , и параметрите  $\kappa$  и  $\alpha$  са силно корелирани величини. В Табл. 7.7 на стр. 209 имаме  $m_c = 1.42 \pm 0.08 \text{ GeV/c}^2$  при  $\alpha = 1$  и  $\kappa = 0.38$  [A16]. Зависимостта на фитираната стойност на  $m_c$  от  $\kappa$  и  $\alpha$  е дадена в [A16]:

 $\Delta(m_{\rm c}) = (0.11 \ (\kappa - 0.38) - 0.06 \ (\alpha - 1)) \ {\rm GeV}/c^2.$ 

Ако я използваме, можем да изчислим  $m_c$  при  $\alpha = 2$ , както е фиксирано в този анализ и  $\kappa = 0.33$ . Тогава  $m_c = 1.30 \pm 0.08 \text{ GeV/c}^2$ , което се съгласува отлично със (7.51).  $B_{\mu}$  от (7.51) трябва да се сравнява със (7.42). Отново имаме съгласуваност в рамките на експерименталните неопределености.

Големият брой регистрирани събития ни дава възможност да извлечем важната от физическа гледна точка зависимост на относителното сечение за раждане на мюонна двойка в vN CC събитие с раждане на очарован кварк от енергията на налитащото неутрино. Тя е показана на Фиг. 7.24 като са отчетени ефектите на детекторната разделителна способност и ефективност. Статистическите и систематичните неопределености са събрани квадратично. Получената зависимост съвпада много добре със световното средно, представено на Фиг. 7.2.

<b>Tuominiu</b> 1.5. Opuonenne na nony tename emountoenna sa aseneobaname quisa teera
величини, извлечени от анализа на регистрираните двумюонни
събития в съвременните неутринни експерименти. Цитатите са
както следва: [1-Abr82], [2-Rab93], [3-Vil99], [4-Ast00b], [5-
Gon01].

Таблица 79 Спаририне на получените стойности за изследеаните физически

-						
Experiment	$N_{2\mu}(v)$	$N_{2\mu}(\overline{\nu})$	$m_{\rm c}  [{\rm GeV}/c^2]$	К	$B_{\mu}$	єp
This analysis	8910	430	$1.26 \pm 0.18$	$0.33 \pm 0.07$	$0.096 \pm 0.008$	$0.065 \pm 0.010$
CDHS [1]	9922	2123	-	$0.47\pm0.09$	$0.084 \pm 0.014$	[0.02, 0.14]
CCFR [2]	4503	632	$1.3 \pm 0.2$	$0.44 \pm 0.09$	$0.109 \pm 0.010$	_
CHARM II [3]	3100	700	$1.8 \pm 0.4$	$0.39\pm0.09$	$0.091 \pm 0.010$	$0.072 \pm 0.017$
NOMAD [4]	2714	115	$1.3 \pm 0.4$	$0.48\pm0.17$	$0.095 \pm 0.015$	$0.08\pm0.05$
NuTeV [5]	2280	655	$1.3 \pm 0.2$	$0.38\pm0.08$	$0.101 \pm 0.012$	-



Фигура 7.23. Сравнение между резултатите от фитирането (хистограмите с черен контур) и данните (червените точки с указани неопределености). Монте-Карло разпределенията на фоновите двумюонни събития от пионни и каонни разпадания са показани с хистограми със син контур.



Фигура 7.24. Относителното сечение за раждане на µ<sup>−</sup>µ<sup>+</sup> двойка като функция на енергията на налитащото неутрино. Кривата представя резултата от Монте-Карло симулация с фиксираните в (7.46) стойности на параметрите.

В една наша по-ранна работа [A6] регистрираните от CHORUS двумюонни събития се анализират с цел наблюдаване на сигнал от раждането на  $J_{\Psi}^{\prime}$ -мезони и извличане на съответното сечение. В критериите за отбор не са включени ограниченията, споменати в (стр.234), поради което са отбрани повече събития с два мюона с противоположни знаци, 14995. Приносът в тях от събития с мюонни разпади на пиони и каони е около 15%, оценен на базата на  $\mu^{\prime}\mu^{\prime}$ извадката. Разпределението на отбраните събития по ефективната маса на двата мюона е показано на Фиг. 7.25а заедно със симулираното подобно разпределение. Наблюдава се добро съгласие ( $\chi^2$ /n.d.f. = 1.31), което показва, че моделирането работи добре. За проявяване на сигнала се налага ограничението измерената енергия на адронния каскад в калориметъра да е по-малка от 10 GeV, подобно на използваното от експеримента CDHS ограничение [Abr82a], който е единственият друг експеримент, наблюдавал сигнал от  $J_{\Psi}$  в неутринни взаимодействия. Това ни води до Фиг. 7.25b, където вече има видим сигнал в извадката от останалите 1265 събития.



Фигура 7.25. Разпределение по ефективна маса на двата мюона на отбраните събития. а) всички събития. Хистограмата с плътни линии представя данните, тази с пунктирна линия – симулираните разпределения, а тази с точкова линия - събитията с μ<sup>-</sup> μ<sup>-</sup> двойки, които се предполага, че са резултат на мюонни разпади на π- и К-мезони; b) събития с измерена енергия на адронния каскад, помалка от 10 GeV – плътната хистограма. Хистограмата с прекъсната линия представя формата на разпределението на фоновите събития, извлечено от разпределението на реалните събития от а); с)разпределение на събитията с добавено изискване импулсът на положителния мюон да не е по-малък от този на отрицателния. Фоновата хистограма с прекъсната линия е получена по същия начин, както тази от b).

Съотношението "сигнал: фон" се подобрява значително (около 5 пъти), ако в допълнение поискаме измереният импулс на положителния мюон да не е помалък от този на отрицателния. Това е разбираемо, тъй като фоновите  $\mu^+$  идват от разпадания на очаровани адрони и са с относително малък импулс, докато при разпадането на  $J_{\Psi}$  импулсите на двата мюона са близки. Резултатът е показан на Фиг. 7.25с, която включва вече само 226 събития. Броят събития над фона в пика<sup>19</sup>, съответстващ на  $J_{/\Psi}$ , е 19.5±8.6. Като се отчете крайната разделителна способност по ефективна маса на детектора и Гаусовото разпределение на събитията в пика се получава пълният брой наблюдавани събития с раждане на  $J_{\Psi}$ :

$$N_{\rm obs}^{{\rm J}/\psi} = 28.1 \pm 12.3({\rm stat}) \pm 2.7({\rm syst})$$
 (7.52)

От друга страна, това число може да се пресметне по следния начин:

$$N_{\rm obs}^{\rm J/\psi} = \int N_{f.v.} B \sigma^{\rm J/\psi}(E_{\nu}) \epsilon(E_{\nu}) \phi_{\nu}(E_{\nu}) dE_{\nu}$$
$$= \frac{B}{\sigma_0^{\rm CC}} \langle \sigma^{\rm J/\psi} \rangle \int \epsilon(E_{\nu}) \frac{N^{\rm CC}(E_{\nu})}{E_{\nu}} dE_{\nu}, \qquad (7.53)$$

където:

- *N<sub>fv</sub>*. е броят нуклони в мишената; *B* = *Br*(J/ψ → μ<sup>+</sup>μ<sup>-</sup>) = 0.06 [PDG08];
  σ<sub>0</sub><sup>CC</sup> = 0.677 × 10<sup>-38</sup> cm<sup>2</sup> GeV<sup>-1</sup> е разделено на енергията на неутриното *vN* СС сечение;
- $\varepsilon(E_v)$  е пълната ефективност за регистриране на  $J/\Psi$  в CHORUS;
- $\Phi_{\nu}(E_{\nu})$  е потокът неутрина;
- $N_{\nu}$  (*E*<sub> $\nu$ </sub>) е броят регистрирани  $\nu_{\mu}$  СС взаимодействия;
- $\sigma^{J/\Psi}$  е подлежащото на определяне сечение, усреднено по енергията на неутриното.

Усреднената по енергията пълна ефективност е около 18% [А6].

Извлеченото от (7.48) сечение е:

$$\sigma(J/\Psi) = (6.3 \pm 3.0) \times 10^{-41} \text{ cm}^2/\text{нуклон}$$
 (7.54)

<sup>&</sup>lt;sup>19</sup> Пикът е ограничен в интервала [2.75–3.75] GeV.

То е в много добро съгласие с единствения друг резултат: (5.4±1.9)х10<sup>-41</sup> cm<sup>2</sup>/нуклон, получен в експеримента CDHS [Abr82a] (виж [A6] за подробности по сравняването на двата резултата).

Ако използваме теоретичното сечение (2.76) от модела на бозон-глуонно сливане [Kuh80] и усредним по спектъра на неутрината, то получаваме  $N_{obs}^{J/\Psi} = 8.0\pm1.5$  събития, което е около 1/3 от наблюдаваните събития. Това показва, че има и други механизми със съществен принос в раждането на  $J/\Psi$  в неутринни взаимодействия. Евентуален дифракционен механизъм би имал около 2 порядъка по-малко сечение (виж Табл. 2.3)

В работа [Kni02] е направен опит да се пресметне инклузивното сечение за образуване на  $J_{\Psi}$  в NC-взаимодействия в снопа неутрина на CHORUS от гледна точка на нерелативисткия КХД модел [Bod95]. Резултатът (2.79) е с един порядък по-малък от измереното от нас сечение.

Направеното кратко сравнение с теоретичните изчисления показва, че в образуването на  $J_{\Psi}$  в NC-взаимодействия най-вероятно разпадането на повисоко лежащи очаровани мезонни състояния има значителен принос, както и че са необходими по-детайлни пресмятания с отчитането на този принос.

В регистрираните събития с мюони в крайно състояние могат да намерят и такива с 3 мюона. С критерии на подбор, подобни на тези за изследване на раждането на  $J_{\Psi}$ , са намерени 42 събития с  $\mu^-\mu^-\mu^+$  и 3 събития с  $\mu^-\mu^+\mu^+$  [A13]. Подобни събития са наблюдавани и в други експерименти, напр. CDHS [Han78], но прякото сравняване е трудно, защото критериите за отбор са специфични за всеки експеримент. Преди изваждането на фона CDHS измерват отношение  $(3.3 \pm 0.4) \times 10^{-5}$  за броя  $3\mu$  към  $1\mu$  събития с  $E_v > 30$  GeV. При същото ограничение по енергии отношението, получено от CHORUS, е  $(2.6 \pm 0.2) \times 10^{-5}$ .

В работата [A13] са анализирани възможните източници на такива събития и е оценен техният брой чрез Монте-Карло симулиране. Това са  $v_{\mu}$  СС събития с разпад на неочарован неутрален мезон или резонанс на  $\mu^{+}\mu^{-}$  двойка, с две полулептонни разпадания на  $\pi$ – и K–мезони, с раждане и полулептонно разпадане на очарован адрон, съпътствано от полулептонно разпадане на  $\pi$  или K, както и процес на вътрешно спирачно лъчение. За нормировка се използва броят на регистрираните двумюонни събития от различни типове и техните отношения. Детайлите са представени в цитираната работа.

Резултатът от моделирането за  $v_{\mu}$  СС събития с полулептонни разпадания на очарован адрон и съпътстващ  $\pi$ – или K–мезон е  $8.3 \pm 2.8 \mu^{-}\mu^{-}\mu^{+}$  събития и помалко от едно събитие за  $v_{\mu}$  СС взаимодействие с два полулептонни разпада на  $\pi$ или K. Резултатите за приноса на  $\mu^{+}\mu^{-}$  разпади на неутрални мезони са сумирани в Табл. 7.10. Те съставляват  $23.1 \pm 5.0$  събития. Остават необяснени 10.6 събития от наблюдаваните  $42.^{20}$  Проведеният кинематичен анализ с използване на техники, развити в [Smi79, Han78], показва, че  $8.6 \pm 4.5$  събития

<sup>&</sup>lt;sup>20</sup> Трите  $\mu^{-}\mu^{+}\mu^{+}$  събития се дължат най-вероятно на антинеутринни взаимодействия.

могат да са в резултат на вътрешно спирачно лъчение и конверсия на виртуалния фотон в  $\mu^+\mu^-$  двойка. По-този начин е получено удовлетворително обяснение за произхода на тримюонните събития, наблюдавани от CHORUS. Две трети от тях са в резултат на адронни разпадания, като около половината се дължат на редки разпади на неутрални мезони с излъчването на  $\mu^+\mu^-$  двойка. Вътрешно спирачно лъчение и конверсия обясняват останалите.

Meson	Decay	$BR  imes 10^5$	$(N_{3\mu}/N_{\rm CC}) \times 10^6$	$N_{3\mu} \pm \Delta N_{3\mu}$
$\eta(548)$	$\eta \to \gamma \mu^- \mu^+$	31±4	$61{\pm}20$	$11.2 \pm 4.5$
$\rho(770)$	$\rho \to \mu^- \mu^+$	$4.60 \pm 0.28$	9.0±1.0	$2.8\pm0.7$
$\omega(782)$	$\omega \to \mu^- \mu^+$	$9.0{\pm}3.1$	$11.7 \pm 4.9$	$3.8\pm1.7$
$\omega(782)$	$\omega \to \pi^0 \mu^- \mu^+$	9.6±2.3	12.5±4.3	$3.0 \pm 1.0$
$\eta'(958)$	$\eta' \to \gamma \mu^- \mu^+$	$10.4{\pm}2.6$	4.5±1.2	$1.5\pm0.5$
$\phi(1020)$	$\phi \to \mu^- \mu^+$	$28.7{\pm}2.0$	$1.64{\pm}0.18$	$0.8 \pm 0.2$

Възможен източник на тримюонни събития е и съвместното раждане на очаровани адрони в  $v_{\mu}$  CC събития, разгледано в §7.8. В ранните неутринни експерименти на ускорителя SPS в CERN [Ben77, Bar77, Han78] и във FNAL [Ben75b, Hol77, San93] при изучаване на тримюонни събития и такива с два мюона с еднакви знаци се наблюдава превишение на измерения брой над очаквания [Hag80]. Това превишение е изтълкувано тогава като възможен сигнал за съвместно раждане на два очаровани адрона. В тези експерименти, обаче, не са взети предвид по-късно наблюдаваните разпади на някои неутрални мезони с раждане на мюонна двойка. Анализът на CHORUS, изложен кратко тук и подробно в [A13], показва, че с отчитане на сега известните адронни разпади с техните измерени парциални вероятности броят наблюдавани тримюонни събития се съгласува с по-горе разгледаните процеси. Съвместното раждане на очаровани адрони би дало принос, по-малък от 0.1 събития в  $\mu^-\mu^-\mu^+$  извадката поради приложените критерии за отбор, а именно изискването импулсът на мюоните да е по-голям от 5 GeV/с. То е свързано с осигуряването на добра

**Таблица 7.10.** Принос на разпадите на неутрални мезони с излъчване на мюонна двойка към тримюонните събития, наблюдавани от CHORUS. В първата и втората колонка са дадени разглежданите мезони и техните разпади. В третата колонка е указана съответната парциална вероятност, а в четвъртата – очакваната честота на тримюонни събития за едно СС събитие. Петата колонка представя очаквания брой тримюонни събития от разпадането на съответния мезон, регистрирани от CHORUS.

реконструкция на траекториите в мюонния спектрометър. Както показва моделирането, импулсите на мюоните от разпадите на съвместно родените в  $v_{\mu}$  CC взаимодействия очаровани адрони са доста по-малки и с широко ъглово разпределение, малка част от която попада в ефективния ъглов захват на мюонния спектрометър в този анализ.

### 7.10. Изучаване на зависимостта на пълното сечение за $v_{\mu}$ CC взаимодействие от нуклонния състав на ядрената мишена

Както беше отбелязано в §2.6, в първо приближение СС –взаимодействието на  $v_{\mu}$  с нуклоните става чрез обмен на W–бозон с валентния *d*–кварк (виж Фиг. 2.8). Поради това отношението на сеченията за разсейване върху неутрон и върху протон би трябвало да е:

$$\frac{\sigma(v_{\mu}n)}{\sigma(v_{\mu}p)} = 2.$$
(7.55)

Приносът на морските d– и *s*–кварки модифицира тази стойност, поради което сечението за взаимодействие с нуклон се съобщава за т.нар. *изоскаларна* мишена, за която броят протони Z към общия брой нуклони A е  $Z/A = \frac{1}{2}$ . Ето защо измерването на отношението (7.55) е важно и е било правено в редица експерименти. В експериментите с мехурчести камери, напълнени с деутерий [All81, All84, Cha80] и фреон [Bru89] е възможно да се разделят взаимодействията с протон или неутрон по характеристиките на наблюдаваните частици в крайно състояние. В експеримента [Arm81a] с мехурчестата камера SKAT се сравняват данните по разсейване във водород и неон, а в електронния експеримент CDHS [Abr84] се сравнява сечението върху водород и върху желязо.

Експериментът CHORUS завърши набирането на данни с мишена от ядрени фотоемулсии в края на 1997 г. След това целият мишенен комплекс беше демонтиран, както и шестоъгълният магнит. Разписанието на ускорителя SPS позволяваше да се набират данни с неутринен сноп и през 1998 г. Беше взето решение [Win96] да се предприеме измерване на нуклонните структурни функции (като се използва калориметърът за активна мишена) и на отношението (7.55), за което на мястото на емулсионните листа беше поставена специална структура от 4 различни мишени. Резултатите от измерването на структурните функции са публикувани в [A20]. Тук ще се спрем на измерването на отношението (7.55), публикувано в [A11], което състави магистърската дипломна работа на студентката от Софийския университет Ивана Христова [Hri01], разработена под съвместното ръководство на автора и на проф. René van Dantzig от Амстердам.

Конфигурацията на експерименталната апаратура за дискутираното измерване е представена на Фиг. 7.26. Използваните детекторни елементи са: тригерните ходоскопи *A*, *V*, *E*, *T*, *H*, 18-те плоскости на координатните камери от тип "пчелна пита"(*HC* на Фиг. 7.26), калориметърът (*EM*, *HAD1*, *HAD2*) и мюонният спектрометър (на фигурата обозначенията са: *TM* - тороидални

магнити, *DC* – дрейфови камери, *ST* – стримерни камери). Между сцинтилационните ходоскопи *T* и *H* се разполагат 4 мишенни блока от полиетилен, мрамор, желязо и олово. Напречните им размери са 50х50 cm<sup>2</sup>, а масата – по около 100 kg. Между блоковете има 20 cm междини, за да може да се отделят взаимодействията, случили се във всеки един от тях. Характеристиките на материалите на мишените са представени в Табл. 7.11. Измежду тях полиетиленът представлява практически *изоскаларна* мишена.

За да се намалят ефектите от пространственото разпределение на интензитета на неутринния сноп, блоковете от различните материали сменяха позициите си за приблизително равни интервали от време, като всеки блок заемаше веднъж всяко едно възможно положение. Освен това беше направено измерване и без тях, т.е. "празна" мишена. Набирането на данни продължи 18 седмици. Тригерната система осигуряваше записване на неутринни взаимодействия, случили се предимно в четирите мишени и в калориметъра, като бяха регистрирани около 4 милиона тригерни събития.



Фигура 7.26. Страничен и фронтален изглед на конфигурацията на експерименталната установка с 4-те мишени. На фронталния изглед вдясно фигурите с прекъснати линия обозначават проекциите на указаните детекторни елементи (виж и Глава 4 за детайли).

**Таблица 7.11.** Характеристики на блоковете от полиетилен, мрамор, желязо и олово, използвани като мишени.

Target	Material	Z	A	$X_0$	$\lambda_0$	ρ	t	m	$\rho_N$
			$\mathrm{g}\mathrm{mol}^{-1}$	${\rm gcm^{-2}}$	${\rm gcm^{-2}}$	${ m gcm^{-3}}$	$\mathrm{cm}$	$_{\rm kg}$	$10^{25}$ nucleons/cm <sup>2</sup>
Plastic	$(\mathrm{CH}_2)_{\mathrm{n}}$	5.29	9.28	44.6	78.4	0.935	42.5	98.6	2.38
Marble	${\rm CaCO_3}$	12.56	25.16	24.01	106.49	2.75	15	100.7	2.43
Iron	Fe	26	55.85	13.84	131.9	7.87	5	99.3	2.39
Lead	$^{\rm Pb}$	82	207.2	6.37	194.0	11.35	4	113.5	2.73

Основна цел на проведения анализ е надежден отбор на събитията, случили се именно в някоя от четирите мишени и в калориметъра. За целите на настоящето изследване събитията в калориметъра се използват за нормировка, спрямо която се пресмятат относителните сечения за взаимодействие в четирите мишени. Разделянето на двата типа събития се извършва с помощта на сигналите от ходоскопите T и H. Сигналите от обратно разсеяните частици от мишените (в T) и от калориметъра (в H) биха могли да "заблудят" тригерната логика, поради което те се идентифицират чрез специално измерване на времето им на пристигане с помощта на време-цифрови преобразуватели с разделителна способност 1 ns.

Реконструкцията започва от мюонния спектрометър, където се изисква наличие на траектория на отрицателен мюон с импулс, по-голям от 4  $\text{GeV/c}^{21}$ , за да се намали фона от *punch-through* адрони и мюони, продукти на разпадане на π– и К–мезони. След това мюонната траектория се екстраполира към мишената, като се налагат определени условия за наличие на сигнали в съответните канали на стримерните плоскости в калориметъра, в камерите "пчелна пита" и в ходоскопа Н. Екстраполираната траектория трябва да пресича и плоскостта на ходоскопа Т, което означава, че мюонът е резултат на взаимодействие на неутрино от снопа (т.е. пресекло е тази плоскост). "Принадлежността" на дадено събитие към съответна мишена се определя от положението на пресечната точка на екстраполираната траектория със средната плоскост на мишените, която е перпендикулярна на неутринния сноп. Реконструирани са 55 987 събития на неутринни взаимодействия в четирите мишени. Примерно разпределение за една от конфигурациите на мишените е показано на Фиг. 7.27. Съответният брой реконструирани взаимодействия на неутрина в калориметъра, използван за нормировка, е 870 847.

Сечението за разсейване на неутрино от нуклон  $\sigma_A(v_{\mu}N)$  може да се получи от броя реконструирани взаимодействия в мишената с раждане на мюон  $N^{\mu}$ , ако е известен потокът неутрина  $\Phi^{\nu}$ , интегриран по площта на мишената и по времето на измерване:

$$\sigma_A(v_\mu N) = N^\mu / (\Phi^\nu \rho_N), \qquad (7.56)$$

където  $\rho_N$  е дебелината на мишената в брой нуклони на единица площ. Интегралният поток  $\Phi^{\nu}$  не е измерван в този експеримент. Вместо това е известен броят реконструирани събития с отрицателен мюон в калориметъра  $M^{\mu}$ , причинени от същия поток неутрина<sup>22</sup>. За него можем да запишем съотношение, подобно на (7.56).

<sup>&</sup>lt;sup>21</sup> Ефективно това означава отбор в точката на взаимодействие на мюони с импулс, по-голям от ~6 GeV/с.

<sup>&</sup>lt;sup>22</sup> Отслабването на потока в мишените е пренебрежимо.



Фигура 7.27. Разпределение на пресечните точки на реконструираните мюонни траектории със средната плоскост на четирите мишени за една от техните конфигурации. Мишените се "виждат" ясно<sup>23</sup>, което прави възможно геометричното разделяне на събитията, произлезли във всяка една от тях. Скалата е в сантиметри.

Тогава:

$$\sigma_A(v_{\mu}N) = N^{\mu}/(\Phi^{\nu}\rho_N) = (N^{\mu}/M^{\mu})\sigma_{CALO}(v_{\mu}N)(\rho_{CALO}/\rho_N) =$$
$$= (N^{\mu}/M^{\mu})C/\rho_N \quad , \tag{7.57}$$

където  $C = \sigma_{CALO}(v_{\mu}N)\rho_{CALO}$  е константа за даденото измерване.

Измерените относителни сечения  $\sigma_A(v_\mu N)/C$  за всяка една от четирите мишени са представени във втората колонка на Табл. 7.12. Отношението им спрямо *изоскаларната* мишена от мрамор е дадено в третата колонка.

<sup>&</sup>lt;sup>23</sup> Фигурата е може би единственият в света експериментален пример за неутринна томография.

**Таблица 7.12.** Относителното средно сечение за разсейване от ядро  $\sigma_A(vN)/C$  в четирите мишени и отношението на това сечение към същото сечение за изоскаларната мишена от мрамор.

Target	$\sigma^A(\nu N)/C$	$\sigma^A(\nu N)/\sigma^{marble}(\nu N)$
	$10^{-27} \mathrm{cm}^2/\mathrm{nucleon}$	
Polyethylene	$6.39 \pm 0.10_{stat} \pm 0.17_{subtr} \pm 0.19_{syst}$	$0.977 \pm 0.021_{stat} \pm 0.006_{syst}$
Marble	$6.54 \pm 0.10_{stat} \pm 0.17_{subtr} \pm 0.18_{syst}$	
Iron	$6.74 \pm 0.10_{stat} \pm 0.17_{subtr} \pm 0.21_{syst}$	$1.031 \pm 0.022_{stat} \pm 0.007_{syst}$
Lead	$6.97 \pm 0.08_{stat} \pm 0.15_{subtr} \pm 0.20_{syst}$	$1.066 \pm 0.022_{stat} \pm 0.008_{syst}$

Статистическата неопределеност, дължаща се на изваждането на сигнала от "празната" мишена е представена отделно, поради факта, че тя е сравнима със систематичните неопределености<sup>24</sup>. Последните са определени чрез вариране на експерименталните ограничения при реконструкцията и отбора на събитията. Двете заедно доминират общата неопределеност на измерването.

Резултатите за  $\sigma_A(v_\mu N)/C$  са представени графично като функция от Z/A на Фиг. 7.28.

Тъй като при отбора на родилите се в мишената мюони са приложени само геометрични ограничения, то получените до тук резултати са свободни от всякакви моделни предположения. За да извлечем, обаче, интересуващото ни отношение (7.55) е необходимо да направим някакви предположения. Найпростото е да предположим, че сечението за неутринно разсейване върху ядро е некохерентна сума от сеченията за разсейване върху отделните протони  $\sigma(v_{\mu}p)$  и неутрони  $\sigma(v_{\mu}n)$ :

$$\sigma_A = (A - Z) \sigma(v_{\mu}n) + Z \sigma(v_{\mu}p)$$
(7.58)

При такова предположение  $\sigma_A/A$  зависи линейно от Z/A. От линейния фит, показан с плътната линия на Фиг. 7.28, може да се извлече търсеното отношение:

$$\frac{\sigma(v_{\mu}n)}{\sigma(v_{\mu}p)} = 1.71 \pm 0.22 \ (stat) \pm 0.08 \ (syst).$$
(7.59)

<sup>&</sup>lt;sup>24</sup> Поради технически причини времето за набиране на данни с "празна" мишена не беше достатъчно.



Фигура 7.28. Измереното относително сечение σ<sub>A</sub>(v<sub>µ</sub>N)/C като функция на Z/A за четирите мишени (плътните точки). Светлите точки са моделното предсказание, дискутирано в текста, представено така, че величините за изоскаларната мишена (мрамор, Z/A=<sup>1</sup>/<sub>2</sub>) да съвпадат. С правите линии са показани резултатите от линейния фит съгласно (7.58).

Отношението (7.55) може да бъде пресметнато с използването на кваркпартонния модел и съответните импулсни разпределения на кварките. Това е направено в [A11], като са използвани структурните функции GRV98LO [Glu98, Plo95], модифицирани съгласно [Bod03]. Тази модификация описва по-добре данните за неутринно разсейване при енергии, близки до тези на CHORUS, защото са взети предвид и квази-еластичните процеси, резонансното разсейване, радиационните поправки и ядрените ефекти. Резултатът за отношението  $\sigma(v_{\mu}n)/\sigma(v_{\mu}p)$  е 1.87, като при пресмятането е използван енергетичният спектър на неутрината от снопа на CHORUS, но без да се отчита ефективността на установката по ъгъла на излитане на мюона. След отчитането й отношението се намалява до 1.82, т.е. с около 3%. Експерименталният ни резултат се съгласува и с двете стойности. Прекъснатата линия на Фиг. 7.28 представя моделния резултат с отчитане на ефективността по ъгли, като отношението за мраморната (изоскаларна) мишена е избрано да е равно на експериментално измерената стойност. В Табл. 7.13 е направено сравнение на нашия резултат (7.59) с другите известни измервания на това отношение.

# **Таблица 7.13.** *Резултати за отношението (Х60), получени в предишни* експерименти и измерването на CHORUS Цитатите са както следва: [5-All81], [6-All84], [7-Cha80], [8-Bru89], [9-Arm81a], [10-Abr84]<sup>25</sup>.

Experiment	Year	Target(s)	$\nu_{\mu}$ CC events	$R^{\nu} \equiv \sigma(\nu n) / \sigma(\nu p)$	$\Delta R^{\nu}/R^{\nu}$
BEBC [5]	1981	$D_2$	1.4k	$2.22 \pm 0.12 \pm 0.25$	13%
BEBC [6]	1984	$\mathrm{D}_2$	7.0k	$2.10 \pm 0.08 \pm 0.22$	11%
15-ft FNAL [7]	1980	$\mathrm{D}_2$	3.9k	$2.03 \pm 0.08 \pm 0.27$	14%
SKAT [8]	1989	$CF_3Br$	4.3k	$2.24 \pm 0.18 \pm 0.07$	8%
BEBC-TST [9]	1984	H/Ne	1.9k	$1.98 \pm 0.18 \pm 0.05$	10%
CDHS [10]	1984	m H/Fe	57k	$2.07\pm0.14$	7%
this analysis (CHORUS)	2002	$(\mathrm{CH}_2)_n/\mathrm{CaCO}_3/\mathrm{Fe}/\mathrm{Pb}$	37k	$1.71 \pm 0.22 \pm 0.08$	13%

От таблицата се вижда, че резултатите са доста разхвърляни, макар и да се съгласуват помежду си. В някои от експериментите неопределеностите са помалки от нашето измерване. Трябва да се отбележи, обаче, че систематичните неопределености в различните експерименти имат съществено различни източници. В измерванията с мехурчестата камера BEBC [All81, All84] и 15футовата камера на FNAL [Cha80], запълнени с деутерий, разделянето на разсейванията върху протони и неутрони се прави на базата на топологията на събитията, което води до корелирани систематични неопределености. В експеримента SKAT снопът е със средна енергия около 7 GeV – много по-ниска от тази на CHORUS, докато другите измервания са при близки енергии, а и публикуваните в [Bru89] неопределености изглеждат недооценени. В експериментите BEBC-TST [Arm81a] и CDHS[Abr84], в които се сравняват взаимодействията във водород с тези в по-тежки мишени, отборът на събитията за двете мишени е различен, което увеличава систематиката.

Нашето измерване е ценно и с това, че за пръв път четири различни мишени са експонирани едновременно в един и същи сноп. Мишените са завъртани периодично, за да се минимизират ефектите на пространственото разпределение на интензивността на снопа.

Пресмятането на отношението  $\frac{\sigma(v_{\mu}n)}{\sigma(v_{\mu}p)}$  с включване на ядрени ефекти в дълбоко-нееластичното разсейване [Glu98, Plo95, Esk99] го променя с по-малко от 1%, а в квази-еластичното разсейване и разсейването с нуклонно възбуждане – с по-малко от 5%. Експерименталните неопределености са значително по-големи, което не дава възможност за заключения относно наличието на такива ефекти.

<sup>&</sup>lt;sup>25</sup> Цитираната стойност е изчислена от нас на базата на публикуваните данни.

Ще завършим този параграф с отбелязването на работата [A20], в която регистрираните в калориметъра събития бяха анализирани с цел извличане на нуклонните структурни функции. Бяха използвани и данните, набрани в сноп, състоящ се предимно от антинеутрина (получен чрез обръщане на полярността на магнитите на WANF). Получените структурни функции са в добро съгласие с малкото други подобни измервания [Sel97, Ber91, Tza06].

#### 7.11. Приноси на автора към Глава 7

Авторът е участвал съществено във всички изследвания, обсъдени в настоящата глава. Получените резултати съставят съдържанието на приносите му. Обобщено те могат да се формулират по следния начин:

- с използването на нова експериментална методика, базирана на хибридна експериментална установка, състояща се от ядрени фотоемулсии и електронни детектори, с висока точност са измерени редица важни характеристики на раждането и разпадането на очаровани адрони при взаимодействия на неутрина и антинеутрина с нуклони при средна енергия на неутринния сноп от 27 GeV. Някои от тези характеристики са следните:
  - парциалните вероятности за разпадане на D<sup>0</sup>-мезона на 2, 4 и 6 заредени частици, като за пръв път е получена и надеждна оценка на вероятността за разпадане само на неутрални частици;
  - динамичните характеристики на раждането на D<sup>Q</sup>мезони, чрез които са оценени масата на очарования кварк и параметрите, описващи фрагментацията му в адрони;
  - относителните сечения за раждане на  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D^{*_+}$ ,

 $D_{S}^{+}$  и  $\Lambda_{C}^{+}$  в  $v_{\mu} N$  СС взаимодействия;

- относителните сечения за раждане на очаровани адрони в v<sub>µ</sub> NCC взаимодействия;
- сеченията за раждане на еднократно и двукратно заредени очаровани бариони в квази-еластични vN взаимодействия;
- инклузивната парциалната вероятност *B<sub>µ</sub>* за разпадане на очаровани адрони с излъчване на мюон
- измерена е инклузивната вероятност за фрагментация на очарования кварк в състояние, съдържащо мюон,

 $\overline{B}_{\mu}(c \to \mu + X)$  и с нейна помощ е получена оценка на елемента | V<sub>cd</sub> | на матрицата на Cabibo, Kobayashi, Maskawa;

- наблюдавани са редки процеси като дифракционно раждане на D<sup>\*+</sup><sub>S</sub> -мезон, съвместно раждане на два очаровани адрона и образуване на хиперядра. Поставена е горна граница на вероятността за образуване на суперядра в неутринни взаимодействия;
- чрез регистриране с чисто електронна методика на неутринни взаимодействия с 2 мюона в крайно състояние са извлечени по независим начин ред параметри на кварк-партонния модел, определящи динамиката на раждането и фрагментацията на *с*-кварки при дълбоко-нееластично лептон-нуклонно разсейване. Сравнението със стойностите на същите величини, измерени чрез хибридната методика, показва удовлетворително съгласие;
- измерено е сечението на редкия процес на раждане на Ј/Ѱмезон в неутринни взаимодействия. То се съгласува добре с единственото друго подобно измерване, докато теоретичните оценки дават значително по-малко сечение;
- анализирани са събития с 3 мюона в крайно състояние като е показано, че те са резултат главно от: полулептонни разпадания на родения очарован адрон и съпътстващ го пион или каон; µ<sup>+</sup>µ<sup>-</sup> разпади на неочаровани мезони; вътрешно спирачно лъчение. Приносът от съвместно раждане на очарован кварк и антикварк е пренебрежим;
- измерено е пълното сечение за v<sub>µ</sub> CC разсейване от четири мишени с различен атомен номер. От него е извлечено отношението на сеченията за разсейване върху неутрон и протон, което се съгласува добре с предсказанията на кваркпартонния модел;
- всички измерени величини се съгласуват добре помежду си, както и с кварк-партонната картина за разсейването на неутрина от нуклони. Някои величини са измерени за пръв път, за други точността на измерването е значително подобрена.

Представените в Глава 7 резултати са публикувани в [A4, A6, A7,A8, A9, A10, A11, A12, A13, A14, A15, A16, A17, A18, A19, A20, A22, A26].
## Глава 8. Научни приноси на автора, които той защитава в тази дисертация

В представената дисертация са описани изследванията на осцилациите на неутрината и характеристиките на техните взаимодействия, извършени от колаборацията CHORUS с активното участие на автора в периода 1994 – 2008 г.

Научните приноси, защитавани от автора, могат да бъдат обобщени по следния начин:

## А. Физически измервания

1. Получаване на горни граници, които изключват с ниво на достоверност 90% вероятност за  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  осцилации, по-голяма от 2.2x10<sup>-4</sup> при големи  $\Delta m_{\mu\tau}^2$  и вероятност за осцилации  $v_e \rightarrow v_{\tau}$ , по-голяма от 2.2x10<sup>-2</sup> при големи  $\Delta m_{e\tau}^2$ . Получаване на ограничения в пространството на параметрите (sin<sup>2</sup> 2 $\mathcal{G}$ ,  $\Delta m^2$ ), представени на Фиг. 6.12, Фиг. 6.14, Фиг. 6.13 и Фиг. 6.15. Получените горни граници за  $sin^2 2\theta$ , заедно с тези на експеримента NOMAD, са найниските световни ограничения при  $\Delta m^2 > 1 \text{ eV}^2/\text{c}^4$ .

2. С използването на нова експериментална методика, базирана на хибридна експериментална установка с активна мишена от ядрена фотоемулсия и електронни детектори за регистрация, с висока точност са измерени редица важни характеристики на раждането и разпадането на очаровани адрони при взаимодействия на неутрина и антинеутрина с нуклони при средна енергия на неутринния сноп от 27 GeV. Някои от тези характеристики са следните:

- а. парциалните вероятности за разпадане на D<sup>0</sup>-мезон на 2, 4 и 6 заредени частици, като за пръв път е получена и надеждна оценка на вероятността за разпадане само на неутрални частици;
- b. динамичните характеристики на раждането на D<sup>0</sup>-мезон, чрез които са оценени масата на очарования кварк и параметрите, описващи фрагментацията му в адрони;

- с. относителните сечения за раждане на  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D^{*+}$ ,  $D^*_S$  и  $\Lambda^+_C$  в  $v_\mu N$  СС взаимодействия;
- относителните сечения за раждане на очаровани адрони в *v<sub>µ</sub>NCC* взаимодействия;
- е. сеченията за раждане на еднократно и двукратно заредени очаровани бариони в квази-еластични *V* Взаимодействия;
- f. инклузивната парциалната вероятност *B*<sub>µ</sub> за разпадане на очаровани адрони с излъчване на мюон;

3. Измерена е инклузивната вероятност за фрагментация на очарования кварк в състояние, съдържащо мюон,  $\overline{B}_{\mu}(c \rightarrow \mu + X)$  и с нейна помощ е получена оценка на елемента | V<sub>cd</sub> | на матрицата на Cabibo, Kobayashi, Maskawa;

4. Наблюдавани са редки процеси като дифракционно раждане на  $D_S^{*+}$ -мезон, съвместно раждане на два очаровани адрона и образуване на хиперядра. Поставена е горна граница на вероятността за образуване на суперядра в неутринни взаимодействия;

5. Чрез регистриране с чисто електронна методика на неутринни взаимодействия с 2 мюона в крайно състояние са извлечени по независим начин ред параметри на кварк-партонния модел, определящи динамиката на раждането и фрагментацията на *С*кварк при дълбоко-нееластично лептон-нуклонно разсейване. Сравнението със стойностите на същите величини, измерени чрез хибридната методика, показва удовлетворително съгласие;

6. Измерено е сечението на редкия процес на раждане на *J/Ψ*мезон в неутринни взаимодействия. То се съгласува добре с единственото друго подобно измерване, докато теоретичните оценки дават значително по-малко сечение;

7. Анализирани са събития с 3 мюона в крайно състояние като е показано, че те са резултат главно от: полулептонни разпадания на родения очарован адрон и съпътстващ го пион или каон; от µ<sup>≠</sup>µ<sup>−</sup> разпади на неочаровани мезони; от вътрешно спирачно лъчение. Приносът от съвместно раждане на очарован кварк и анти-кварк е пренебрежим;

 Измерено е пълното сечение за v<sub>µ</sub> СС разсейване от четири мишени с различен атомен номер. От него е извлечено отношението на сеченията за разсейване върху неутрон и протон, което се съгласува добре с предсказанията на кварк-партонния модел; 9. Всички измерени величини се съгласуват добре помежду си, както и с кварк-партонната картина за разсейването на неутрина от нуклони. Някои величини са измерени за пръв път, за други точността на измерването е значително подобрена;

## В. Методически приноси

10. Съществено участие в създаването на методите за анализ на регистрираните от експеримента CHORUS събития с цел поставяне на горни граници за вероятностите за неутринни осцилации от типа *v*<sub>µ</sub>→*v*<sub>τ</sub> и *v*<sub>e</sub>→*v*<sub>τ</sub>;

11. Съществено участие в развитието на концепцията за модулна структура на пакета програми за реконструкция на събитията в електронните детектори и създаването на пакета *СНАNT*;

12. Създаване на съществени части от пакета за симулиране на събитията и отклика на електронните детектори *EFICASS*, реорганизирането му с цел използване на стандартни средства в UNIX операционна среда за поддържането, компилирането и свързването му, както и поддържането и тестването на пакета за четири разновидности на UNIX операционни системи;

13. Развитие на идеята за комбиниране на създадени вече програмни пакети, написани на различни езици (FORTRAN77 и C++) в обща структура. Намиране на конкретни технически решения за конвертиране на различните формати на данните един в друг и създаване на обектно ориентирана база данни с единна схема, в която се съхраняват и са достъпни за написани на различни езици приложения резултатите от обработката на информацията както от електронните детектори, така и от сканирането на емулсиите. Прилагане и развитие на създадените вече средства за обединяване в една структура на симулационните пакети и изграждане на обектно ориентирана база данни за симулираните събития;

14. Създаване на част от програмите за реконструиране на траекториите на заредените частици в мюонния спектрометър, с използването на които се повишава ефективността на реконструкция и качеството на измерване на импулса на частиците в събития с повече от един мюон в крайно състояние;

15. Съществено участие в калибрирането на мюонния спектрометър по импулси и енергии и достигане на нужните

разделителни способности, осигуряващи качествени физически резултати.

# Глава 9. Наукометрични данни за публикациите на автора, включени в дисертацията

Дисертацията се основава на 29 публикации. От тях 24 са в реферирани списания: Physics Letters B – 17, European Physical Journal C – 3, Nuclear Physics B – 3, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A –1, а 5 са доклади на конференции, публикувани в пълен текст.

В следващата таблица са представени импакт-факторът и броят цитирания на публикациите към 01.09.2009 г. Номерацията е по списъка от стр. 260÷262. Импакт-факторът е взет от Journal Citation Reports на ISI Web of Knowledge<sup>1</sup> за съответната година, а броят цитирания е компилиран от базите данни SPIRES<sup>2</sup>, SCOPUS<sup>3</sup> и Google Scholar<sup>4</sup>. За броя цитирания са представени две числа. Числото в колонка C (*Citations*) е броят цитирания на дадената публикация, като авторът не е в авторския колектив на цитиращата публикация. Числото в колонка CS (*Citations Strict*) е броят цитирания на дадената публикация, при което сечението на авторските колективи на цитираната и цитиращата публикации е празно множество<sup>5</sup>.

Публикация	Импакт-фактор	Брой цитирания	
		С	CS
A1	0.890	147	81
A2	3.567	75	50
A3	3.567	74	47
A4	3.567	23	13
A5	4.377	73	49
A6	4.377	12	7
A7	4.298	33	9
A8	4.298	17	4
A9	4.298	21	10
A10	4.066	19	2
A11	3.580	7	7
A12	4.619	13	2
A13	4.619	6	1
A14	4.619	4	-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> <u>http://isiwebofknowledge.com/</u>

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> http://www.slac.stanford.edu/spires/

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> http://www.scopus.com/home.url

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> <u>http://scholar.google.com/</u>

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Това е най-строгото правило за изключване на автоцитиранията, известно на автора.

A15	4.619	5	2
A16	5.301	12	4
A17	5.301	6	-
A18	5.522	3	-
A19	5.301	10	6
A20	5.043	36	35
A21	3.255	1	1
A22	3.255	5	4
A23	4.158	5	3
A24	_	-	-
A25	_	-	-
A26	4.158	4	4
A27	_	11	10
A28	_	-	-
A29	-	8	7
ОБЩО:	100.102	630	358

## Глава 10. Заключение и благодарности

В представената дисертация са описани изследванията на осцилациите на неутрината и характеристиките на техните взаимодействия, извършени от колаборацията CHORUS с участието на автора в течение на около 15 години.

Както беше показано в Глава 3, експерименталното изследване на осцилациите на неутрината в момента се намира във фазата на прецизните измервания. Авторът е част от този процес, като продължава да се занимава активно с експериментални изследвания в областта, организирайки и ръководейки малка група по неутринна физика от колеги от катедра "Атомна физика" на Софийския университет. Тези изследвания са, от една страна, в посока на достатъчно точно измерване на сеченията за раждане на пиони и каони от протони при енергии от 5 до 50 GeV (участие в експериментите HARP<sup>1</sup> и NA61–SHINE<sup>2</sup> в CERN), които са необходими за проектирането и изграждането на бъдещи високо интензивни ускорителни източници на неутрина. От друга страна групата участва активно в международните усилия за технологично усъвършенстване на методите за генериране и регистриране на интензивни неутринни снопове, с които да могат да се провеждат измервания на свойствата на неутрината, недостъпни до сега. По-конкретно групата е важен участник в колаборацията MICE<sup>3</sup>, която се стреми да демонстрира експериментално възможността за бързо "охлаждане" и ускоряване на снопове от мюони. Също така ние участваме продуктивно и в интернационалните проекти  $IDS-NF^4$  и EUROv  $^{5}$ , които са насочени към разработването на методи за създаване на неутринни снопове с един-два порядъка по-интензивни от съществуващите до сега, напр. неутринна фабрика [Ban07, Apo09], както и на детекторни комплекси за извършване на измервания с тях [Abe09].

Авторът и членове на групата са участници и в експеримента за търсене на  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  осцилации OPERA<sup>6</sup>, който в детекторната си част методически е много близък до CHORUS и използва съществено разработените от CHORUS технологии и методи за анализ.

Тези заключителни редове са предназначени да покажат, че участието на автора в изследванията по физика на неутрината в CHORUS доведе до развитие на ново тематично направление в катедрата по Атомна физика и до създаването

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> <u>http://harp.web.cern.ch/harp/</u>

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> http://na61.web.cern.ch/na61

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> <u>http://mice.iit.edu</u>

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> <u>http://www.ids-nf.org</u>

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> <u>http://www.euronu.org</u>

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> <u>http://operaweb.lngs.infn.it</u>

на група от изследователи, която активно участва в текущите международни проекти в тази изключително интересна и бързо развиваща се област.

## Благодарности

Най-напред искам да изкажа благодарност на хората, които ме насочиха и въведоха във физиката на елементарните частици. Това са проф. дфн Цветан Бончев, доц. д-р Ангел Йорданов и проф. дфн Юлиан Будагов. Проф. Бончев, в качеството си на ръководител на катедра "Атомна физика", повярва в мен и ме изпрати още като студент в Лабораторията по ядрени проблеми на Обединения институт за ядрени изследвания в Дубна, Русия, да се занимавам с изучаването на елементарните частици. Там ме посрещна сътрудникът на катедрата Ангел Йорданов, а проф. Будагов беше началник на сектора, в който бях назначен и впоследствие стана ръководител на дисертацията ми за кандидат на физикоматематическите науки. На първите двама, които имам за чест да наричам свои приятели, дължа израстването си като университетски преподавател. На проф. Будагов дължа всички онези умения и качества, които правят от любознателния студент сериозен научен работник. Изключително съм благодарен и на тримата!

С почит и уважение отправям своите благодарности към ръководителите на колаборацията CHORUS през годините – проф. Klaus Winter и д-р Jaap Panman. Те ме приеха в колектива на експеримента, предоставиха ми възможност – включително и финансова, да покажа какво мога и ме напътстваха и съветваха в моята работа. От тях научих как се работи в колектив и как се ръководи такъв по начин, при който всеки дава всичко, на което е способен. Тук е мястото да благодаря и на трагично загиналата неотдавна проф. Engin Arik от Босфорския университет в Истанбул, която осигури финансовите средства за моите първи месеци в CERN.

Благодаря и на колегите от катедрата, които винаги са се отнасяли с разбиране към моите дълги отсъствия и са ме замествали в учебната работа. От един момент нататък в CHORUS работехме заедно с доц. д-р Димитър Колев и ст.н.с II ст. д-р Михаил Чижов, на чиято подкрепа винаги съм разчитал. На доц. д-р Леандър Литов дължа осъществяването на първите контакти с проф. Engin Arik. Не мога да подмина и българското землячество в CERN, което тогава създаваше една приятелска и ведра атмосфера за работещите там българи.

Дълбоко съм благодарен на моето семейство. Катя, Деян и Ромина се отнасяха с разбиране към продължителните ми отсъствия от дома, подкрепяха ме и продължават да ме подкрепят по всякакъв начин в моите научни и преподавателски дела. Тяхната любов и съпричастие ми дават сили и в добри, и в лоши дни да продължавам напред!

Накрая – благодаря на всички добри хора, които съм срещал и срещам по пътя си и които са ми помогнали или съдействали с нещо, дори и само с една усмивка!

## Литература

#### А. Списък на публикациите на автора, включени в дисертацията<sup>1</sup>

**A1**. E. Eskut,..., R. Tzenov *et al.*, *The CHORUS experiment to search* for  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  *oscillation*, Nucl. Instr. Methods **A401** (1997) pp.7-44, CERN-PPE/97-033.

**A2**. E. Eskut,..., R.Tsenov *et al.*, *A search for*  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  *oscillation*, Phys. Lett. B **424** (1998) pp. 202-212, CERN-PPE/97-149.

**A3**. E. Eskut,..., R.Tsenov *et al.*, Search for  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  oscillation using the  $\tau$  decay modes into a single charged particle, Phys. Lett. B **434** (1998) pp.205-213, CERN-PPE/98-073.

A4. P. Annis,..., R.Tsenov *et al.*, *Observation of neutrino induced diffractive*  $D_s^{*+}$  production and subsequent decay  $D_s^{*+} \rightarrow D_s^{+} \rightarrow \tau^{+} \rightarrow \mu^{+}$ , Phys. Lett. B 435 (1998) pp. 458-464, No.3-4, CERN-EP/98-97

**A5**. E. Eskut,...,R.Tsenov *et al.*, New results from a search for  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  and  $v_e \rightarrow v_{\tau}$  oscillation, Phys. Lett. B **497** (2001) pp.8-22, CERN-EP/2000-147.

**A6**. E. Eskut,...,R.Tsenov *et al.*, *Observation of weak neutral current neutrino production of J/* $\psi$ , Phys. Lett. B **503** (2001) pp.1-9, CERN-EP-2000-154.

**A7**. A. Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov *et al.*, *Measurement of*  $D^0$  *production in neutrino charged-current interactions*, Phys. Lett. B **527** (2002) pp.173-181, CERN-EP/2002-005.

**A8.** A. Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov *et al.*, *Observation of one event with the characteristics of associated charm production in neutrino charged-current interactions*, Phys. Lett. B. **539** (2002) pp.188-196. CERN-EP/2002-036.

A9. A. Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov et al.,

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Текстовете на публикациите са достъпни за лично ползване на адрес <u>http://atomic.phys.uni-sofia.bg/Members/tsenov/disertaciya-za-dfn/</u>

Determination of the semi-leptonic branching fraction of charm hadrons produced in neutrino charged-current interactions, Phys. Lett. B. **549** (2002) pp. 48-57, CERN-EP/2002-075.

**A10.** A. Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov *et al.*, *Measurement of*  $\Lambda_c^+$  *production in neutrino charged-current interactions*, Phys. Lett. B **555** (2003) pp.156-166, CERN-EP/2003-001.

**A11.** A. Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov *et al.*, *Measurement of the Z/A dependence of neutrino charged-current total cross-sections*, Eur. Phys. J. C **30** (2003) pp. 159-167, CERN-EP/2002-102.

A12. A. Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov *et al.*, *Cross-section measurement for quasi-elastic production of charmed baryons in vN interactions*, Phys. Lett. B, 575 (2003) pp.198-207, CERN-EP/2003-063.

**A13.** A. Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov *et al.*, *Experimental study of trimuon events in neutrino charged-current interactions*, Phys. Lett. B, **596** (2004) pp. 44-53, CERN-PH-EP/2004-029.

**A14.** G. Onengut,...,R.Tsenov *et al.*, *Measurement of charm production in antineutrino charged-current interactions*, Phys. Lett. B, **604** (2004) pp.11-21, CERN-PH-EP/2004-057.

**A15.** G. Onengut,...,R.Tsenov *et al.*, *Measurement of fragmentation properties of charmed particle production in chargedcurrent neutrino interactions*, Phys. Lett. B, **604** (2004) pp. 145-156, CERN-PH-EP/2004-056.

A16. G. Onengut,...,R.Tsenov *et al.*, Measurements of  $D^0$  production and of decay branching fractions in neutrino nucleon scattering, Phys. Lett. B 613 (2005) pp.105-117, CERN-PH-EP/2005-008.

A17. G. Onengut,...,R.Tsenov *et al.*, *Measurement of*  $D^{*+}$  *production in charged-current neutrino interactions*, Phys. Lett. B **614** (2005) pp.155-164, CERN-PH-EP/2005-010.

**A18**. G. Onengut,...,R.Tsenov *et al.*, Search for superfragments and measurement of the production of hyperfragments in neutrino-nucleus Interactions, Nucl. Phys. B **718** (2005) pp. 35-54, CERN-PH-EP/2005-017.

**A19**. A. Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov *et al.*, *Measurement of topological muonic branching ratios of charmed hadrons produced in neutrino-induced charged-current interactions*, Phys. Lett. B **626** (2005) pp.24-34, CERN-PH-EP/2005-039.

A20. G. Onengut,...,R.Tsenov et al.,

*Measurement of nucleon structure functions in neutrino scattering,* Phys. Lett. B **632** (2006) pp. 65-75, CERN-PH-EP/2005-048.

**A21**. A.Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov *et al.*, *Charged-particle multiplicities in charged-current neutrino and anti-neutrino–nucleus interactions*, Eur. Phys. J. C **51** (2007) pp. 775-785, CERN-PH-EP/2007-023, [arXiv:0707.1586].

A22. A.Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov *et al.*, *Associated charm production in neutrino-nucleus interactions*, Eur. Phys. J. C **52** (2007) pp. 543-552, CERN-PH-EP/2007-031, [arXiv:0708.2820].

**A23.** E. Eskut,...,R.Tsenov *et al.*, *Final results on*  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  *oscillation from the CHORUS experiment,* Nucl. Phys. B **793** (2008) pp. 326-343, CERN-PH-EP/2007-034, [arXiv:0710.3361].

A24. E. Eskut,..., R.Tsenov *et al. The CHORUS neutrino oscillation search experiment,* Talk given at 28<sup>th</sup> International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 96), Warsaw, Poland, 25-31 Jul 1996, CERN-PPE-96-196.

**A25.** R. Tzenov (on behalf of the CHORUS Collaboration). *Current accelerator searches for*  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  *oscillations,* Conference "HEP2000: Current Developments in High-Energy Physics", 20-23 April 2000, Ioannina, Greece (see <u>http://theory.physics.uoi.gr/hep2000/proceedings.html</u> or <u>http://choruswww.cern.ch/Reference/Talk/talk\_00/Tsenov-04-00/IoanninaRT.ppt.gz</u>)

**A26.** A. Kayis-Topaksu,...,R.Tsenov *et al.*, *Leading order analysis of neutrino induced dimuon events in the CHORUS experiment*, Nucl. Phys. B **798** (2008) pp. 1-16, CERN-PH-EP/2008-008, [arXiv:0804.1869].

A27. The CHORUS Collaboration,

New results on the  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  oscillation search with the CHORUS detector, Contributed paper at the 29<sup>th</sup> International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 98), Vancouver, BC, Canada, 23-38 Jul 1998, [hep-ex/9807024].

**A28.** R. Tsenov (on behalf of the CHORUS Collaboration), Final results on  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  oscillation from the CHORUS experiment, Contributed paper at the International Conference on Particle Physics, Istanbul, Turkey, 27-31 Oct. 2008, Balkan Phys. Lett., **16** (2009) pp. 173 - 182, 161030.

#### A29. The CHORUS Collaboration,

New results on the  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  oscillation search with the CHORUS detector, Contributed paper to the 19<sup>th</sup> International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High-Energies (LP 99), Stanford, CA, 9-14 August 1999, [hepex/9907015].

## В. Вътрешни съобщения и доклади на автора на съвещания на колаборацията CHORUS<sup>2</sup>

B1. R. Tsenov, SPEC Eficass, CHORUS Software meeting 3-5 July 1994, CERN.

**B2**. R. Tsenov, *Track finding and calibration of the muon spectrometer*, CHORUS Software meeting 31.05.1995, CERN.

**B3**. R. Tsenov, *Changes in SPEC part of CHORAL*, CHORUS Software meeting 07.08.1995, CERN.

**B4**. R. Tsenov, *Eficass: Migration from CMZ to CVS*, CHORUS Collaboration meeting 2-4 June 1997, CERN, <u>http://choruswww.cern.ch/Internals/meetings/9706-CM/slides/offl-3/</u>

**B5**. R. Tsenov, *Eficass improvements*, Chorus Internal Note 97009, CERN, 1997, http://choruswww.cern.ch/Internals/Notes/chorus-notes.html

**B6**. R. Tsenov, *Pushing up Eficass*, Chorus Internal Note 98008, CERN, 1998, http://choruswww.cern.ch/Internals/Notes/chorus-notes.html

**B7**. The Chorus Collaboration, *Eficass manual*, CERN, 30.08.98, http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/Eficass/Manual/efiman.ps

**B8**. R. Tsenov, *Integration of FUJI module into CHANT frame*, CHORUS Software Workshop, CERN , 26-28.05.1999, http://choruswww.cern.ch/Internals/meetings/9905-SW/990527-tsenov/index.html

**B9**. R. Tsenov, *Electronic Data* + *Scanning Feedback Data Base*, Chorus Collaboration meeting, CERN, 7-8.12.1999, http://choruswww.cern.ch/Internals/meetings/9912-CM/slides/tsenov/index.htm

**B10**. R. Tsenov, *Progress on developing of ChorusDB for combined data from electronic detector and emulsion scanning*, Chorus Collaboration Meeting, Nagoya, 03 - 05 April 2000, <u>http://choruswww.cern.ch/Internals/meetings/200004-</u> <u>CM/slides/29-tzenov/29-tzenov.pdf</u>

**B11**. R. Tsenov, *Phase II predictions and mass processing*, Chorus Collaboration Meeting, Nagoya, 03 - 05 April 2000, http://choruswww.cern.ch/Internals/meetings/200004-CM/slides/30-tzenov/30-tzenov.pdf

**B12**. R. Tsenov: *ChorusDB: a status report,* Chorus Collaboration Meeting, CERN, 05-07 June 2000, <u>http://choruswww.cern.ch/Internals/meetings/200006-</u> <u>CM/slides/ChorusDB.ppt</u>

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Текстовете на докладите са достъпни за лично ползване на адрес <u>http://atomic.phys.uni-sofia.bg/Members/tsenov/disertaciya-za-dfn/</u>

**B13**. R. Tsenov: *ChorusDB: a status report and hints for use*, Chorus Collaboration Meeting, CERN, 24-25 July 2000, http://choruswww.cern.ch/Internals/meetings/200007-CM/slides/session2/tzenov.pdf

**B14**. R. Tsenov: *ChorusDB status*, Chorus Collaboration Meeting, CERN, 25-26 September 2000, <u>http://choruswww.cern.ch/Internals/meetings/200009-</u> <u>CM/slides/tzenov/CDBlast.pdf</u>

**B15.** R. Tsenov, *Doxygen generated documentation of the ChorusDB code*, CERN, Sept. 2000,

http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/ChorusDB/docxx/html/aindex.html

**B16**. R. Tsenov, *The ChorusDB electronic data* + *emulsion scanning feedback data-base*, CERN, 27.09.2000, http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/ChorusDB/ChorusDB.html

**B17**. R. Tsenov, *Hybrid simulation chain*, CHORUS Collaboration meeting, CERN, 20 – 22 November 2002, <u>http://choruswww.cern.ch/Internals/Collab-Meetings/200211-CM/friday/TsenovHySiCh.pdf</u>

**B18**. R. Tsenov, *Hybrid Simulation Chain: Description and hints for use*, CERN, Jan. 2003, <u>http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/HySiChain/HySiCha.htm</u>

**B19**. A. Artamonov, J. Brunner, R.Tsenov, *CHANT Manual, Revision 2.3*, CERN, 30.04.2004, <u>http://chorusww.cern.ch/Internals/Offline/Chant/public/CHANTmanual.ps</u>

**B20**. R. Tsenov, Ziya Perdahci, Analog system of the muon spectrometer, CHORUS Weekly meeting, July 1995, CERN.

#### С. Цитирана литература

- [Abd02] Д.Н. Абдурашитов и др. ЖЭТФ 122 (2002) 211, D. Abdurashitov *et al.*, J. Exp. Theor. Phys. 95 (2002) 181, [astro-ph/0204245].
- [Abd09] J.N. Abdurashitov et al., Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. Part III., [arXiv: 0901.2200].
- [Abe08] S. Abe et al. Phys.Rev.Lett.100 (2008) 221803, [arXiv:0801.4589].
- [Abe09] T. Abe et al., JINST 4 (2009) T05001 [arXiv: 0712.4129].
- [Abe92] CDF Collaboration: F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 3704; F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 2537; F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 572; F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 578; D0 Collaboration: S. Abachi *et al.*, Phys. Lett. B 370 (1996) 239; B. Abbott *et al.*, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 35.
- [Abl05] E. Ables, et al., MINOS Collaboration, P-875: A Long baseline neutrino oscillation experiment at Fermilab, FERMILAB-PROPOSAL-P-875, 1995.
- [Abr82] H. Abramowicz et al., Z. Phys. C 15 (1982) 19.
- [Abr82a] H. Abramowicz et al., Phys. Lett. B 109 (1982) 115.
- [Abr84] H. Abramowicz et al., Z. Phys. C 25 (1984) 29.
- [Ach65] C.V. Achar et al., Phys. Lett. 18 (1965) 196.
- [Aco91] D. Acosta et al., Nucl. Instr. Methods A 308 (1991) 481.
- [Acq06] R. Acquafredda et al., New J. Phys. 8 (2006) 303, [hep-ex/0611023].
- [Acq95] G. Acquistapace et al, The West Area neutrino facility for CHORUS and NOMAD experiments (94-97 operation), CERN-ECP-95-14, CERN, July 1995.
- [Ada00] T. Adams et al., Phys. Rev. D 61 (2000) 092001 [arXiv:hep-ex/9909041].
- [Ada08] P. Adamson et al, Phys. Rev. Lett. 101(2008) 131802, [arXiv: 0806.2237].
- [Aga09] N. Agafonova et al. JINST 4(2009) P06020 [arXiv:0903.2973].
- [Agl89] M. Aglietta, et al., Europhys. Lett. 8 (1989) 611.
- [Agu01] A. Aguilar, et al., Phys. Rev. D 64 (2001) 112007, [hep-ex/0104049].
- [Agu07] A.A. Aguilar-Arevalo, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 231801, [arXiv:0704.1500].
- [Aha05] B. Aharmim, et al., Phys. Rev. C 72 (2005) 055502, [nucl-ex/0502021].
- [Aha07] B. Aharmim, et al., Phys. Rev. C 75 (2007) 045502.
- [Aha08] B. Aharmim, et al., Phys. Rev. Lett. 101 (2008),111301.
- [Ahm01] Q.R. Ahmad, et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 071301 [nucl-ex/0106015].
- [Ahm02a] Q.R. Ahmad, et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011301, [nucl-ex/0204008].
- [Ahm02b] Q.R. Ahmad, et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011302, [nucl-ex/0204009].
- [Ahm04] S.N. Ahmed, et al., Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 181301, [nucl-ex/0309004].

[Ahn06] S.H. Ahn, et al., Phys. Rev. D 74 (2006) 072003, [hep-ex/0606032] S.H. Ahn,

- et al., Phys. Lett. B 511 (2001) 178, [hep-ex/0103001].
- [Ahr87] L.A. Ahrens, et al., Phys. Rev. D 36 (1987) 702.
- [Aiv90] M.A.G. Aivazis et al., Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 2339.
- [Aiv94] M.A.G. Aivazis *et al.*, Phys. Rev. D 50 (1994) p. 3085 [arXiv:hep-ph/9312318] and p.3102 [arXiv:hep-ph/9312319].
- [ALE06] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and SLD Collaborations, and LEP Electroweak Working Group, and SLD Electroweak Group, and SLD Heavy Flavor Group, Phys. Rep. 427 (2006) 257.
- [Ali05] E. Aliu, et al., Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 081802, [hep-ex/0411038].

- [All81] D. Allasia et al., Phys. Lett. B 107 (1981) 148.
- [All84] D. Allasia et al., Nucl. Phys. B 239 (1984) 301.
- [Alt01] A. Alton et al., Int. J. Mod. Phys. A 16S1B (2001) 764.
- [Alt05] M. Altmann, et al., Phys. Lett. B 616 (2005) 174, [hep-ex/0504037].
- [Alt77] G. Alatarelli, G. Parisi, Nucl. Phys.B 126 (1977) 298.
- [Alt98] J. Altegoer *et al.*, [NOMAD Collaboration], Nucl. Instr. Methods A 404 (1998) 96.
- [Amb01] M. Ambrosio, et al., Phys. Lett. B 517 (2001) 59, [hep-ex/0106049].
- [Ame79] A. Amer et al., Phys. Lett. B 81 (1979) 48.
- [Ame99] S. Amendola et al., SySal: System of Salerno, hep-ex/9901031.
- [Amm93] В.В. Аммосов и др., Письма в ЖЭТФ 58 (1993) 241 [V.V. Ammosov *et al.*, JETP Lett. 58 (1993) 247].
- [Ann95] P. Annis et al., Nucl. Instr. and Meth. A 367 (1995) 367.
- [Ann98] P. Annis et al, NIM A 409 (1998) 629, CERN-PPE/97-100.
- [Aok00] S. Aoki et al., Nucl. Instr. Methods A 447 (2000) 361.
- [Aok02] S. Aoki et al., Nucl. Instr. Methods A 488 (2002) 144, CERN-EP-2001-074
- [Aok90] S. Aoki et al., Nucl. Instr. Methods B 51 (1990) 446
- [Aok94] S. Aoki et al., Nucl. Instr. Methods A 344 (1994) 143, CERN-PPE/93-189.
- [Apo03] M. Apollonio et al., Eur. Phys. J. C 27 (2003) 331.
- [Apo09] M. Apollonio et al., JINST 4 (2009) P07001, [arXiv:0802.4023].
- [Apo99] M. Apollonio, et al., Phys. Lett. B 466 (1999) 415, [hep-ex/9907037].
- [Arm02] B. Armbruster, et al., Phys. Rev. D 65 (2002) 112001, [hep-ex/0203021].
- [Arm79] N. Armenise et al., Phys. Lett. B 86 (1979) 115.
- [Arm81a] N. Armenise et al., Phys. Lett. B 102 (1981) 374.
- [Arm81b] N. Armenise et al., Phys. Lett. B 104 (1981) 409.
- [Arm90] N. Armenise et al., A new search for  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  oscillations, CERN-SPSC/90-042, 1990.
- [Arp08a] C. Arpesella et al., Phys. Lett. B 658 (2008) 101, [arXiv:0708.2251].
- [Arp08b] C. Arpesella et al., Phys.Rev.Lett. 101 (2008) 091302, [arXiv:0805.3843].
- [Art02] A. Artamonov *et al.*; Nucl. Instr. Methods A 479 (2002) 412, CERN-EP/2000-121.
- [Art97] A. Artamonov, P. Gorbounov, *CHORUS Muon Spectrometer Performance for 1-mu Events*, CHORUS Note 97029,

http://choruswww.cern.ch/Publications/Notes/spec1mu\_new.pdf.

- [Ash05] Y. Ashie, et al., Phys. Rev. D 71 (2005) 112005, [hep-ex/0501064].
- [Asr93] A. Asratyan et al., Z. Phys.C. 58 (1993) 55.
- [Asr95] A. Asratyan et al., Z. Phys.C. 68 (1995) 43.
- [Asr97] A. Asratyan et al., Z.Phys.C. 76 (1997) 647.
- [Ast00a] P. Astier et al., Phys. Lett. B 483 (2000) 387.
- [Ast00b] P. Astier et al., Phys. Lett. B 486 (2000) 35.
- [Ast01] P. Astier et al., Nucl. Phys. B 611 (2001) 3, [hep-ex/0106102].
- [Ast02] P. Astier et al., Phys. Lett. B 526 (2002) 287.
- [Ast91] P. Astier et al., NOMAD Proposal, CERN-SPSC/91-21 (1991).
- [Ath97] C. Athanassopoulos et al., Nucl. Instr. Methods A 388, 149 (1997).
- [Aub74] J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404.
- [Aug74] J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406.
- [Avi77] C. Avilez et al., Phys. Lett. B 66 (1977) 149.
- [Avi78] C. Avilez et al., Phys. Rev. D 17 (1978) 709.
- [Avi79] C. Avilez et al., Phys. Rev. D 19 (1979) 3448.
- [Avv02] S. Avvakumov, et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011804, [[hep-ex/0203018].

- [Bah05] J.N. Bahcall et al., Astrophys. J. 621 (2005) L85 [arXiv:astro-ph/0412440].
- [Bah68] J.N. Bahcall et al., Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1209.
- [Bah76] J.N. Bahcall, R. Davis, Science 191 (1976) 264.
- [Bah89] J. Bahcall, Neutrino Astrophysics, Cambridge University Press, 1989.
- [Bak85] N.J. Baker et al., Phys. Rev. D 32 (1985) 531.
- [Bal61] F. Baldassarre et al., Nuovo Cimento XXI 3 (1961) 459.
- [Bal81] H.C. Ballagh et al., Phys. Rev. D 24 (1981) 7.
- [Ban07] A. Bandyopadhyay et al., Physics at a future Neutrino Factory and superbeam facility, arXiv: 0710.4947 (2007).
- [Ban85] H. Bando, Prog. Theor. Phys. Suppl. 81 (1985) 1.
- [Bar92] S. Barlag, et al., [ACCMOR Collaboration], Z. Phys. C 55 (1992) 383; Z. Phys. C 48 (1990) 29.
- [Bar04] G.D. Barr et al, Phys. Rev. D 70 (2004) 023006, [astro-ph/0403630].
- [Bar76] R.M. Barnett, Phys.Rev.Lett. 36 (1976) 1163.
- [Bar77] B.C. Barish et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 577.
- [Bar80] V.D. Barger et al., Phys. Lett. B 92 (1980) 179.
- [Bat03] G. Battistoni *et al.*, Astropart. Phys. 19 (2003) 269; (Erratum *ibid* 291), [hep-ph/0207035].
- [Bec92] R. Becker-Szendy et al., Phys. Rev. D 46 (1992) 3720.
- [Ben75a] A.C. Benvenuti et al., Nucl. Instr. Methods 125 (1975) p. 447 and p. 457.
- [Ben75b] A. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975), 1199.
- [Ben77] A. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1110.
- [Ber91] J.P. Berge et al., Z. Phys. C 49 (1991) 187.
- [Ber95] F. Bergsma et al., Nucl. Instr. Methods A 357 (1995) 243, CERN-PPE-94-176.
- [Ber97] F. Bergsma et al., Running Experience with the hexagonal toroidal air-core magnet of the Chorus neutrino detector, Proc. of XV<sup>th</sup> Int. Conf. on Magnet Technology, Beijing, China, 1997, CERN-OPEN-97-027.
- [Beu98] M.G. van Beuzekom *et al.*, Nucl. Instr. Methods A 427 (1999) 587, CERN-EP-98-131.
- [Bie64] J.K. Bienlein et al., Phys. Lett. 13 (1964) 80.
- [Bij91] J.J. van der Bij, G.J. van Oldenborgh, Z. Phys. C 51 (1991) 477.
- [Bil03] S. M. Bilenky et al., Phys.Rep. 379 (2003) 69-148, [hep-ph/0211462].
- [Bil05] S. M. Bilenky, Phys.Scripta T121 (2005) 17-22 [hep-ph/0410090].
- [Bil87] S. M. Bilenky, S. Petkov., Rev.Mod.Phys. 59 (1987) 671.
- [Bil99] S. M. Bilenky et al., Progr.Part.Nucl.Phys. 43 (1999) 1.
- [Bjo67] J.D. Bjorken, Phys.Rev.163 (1967) 1767; J.D. Bjorken, Phys.Rev.179 (1969) 1547.
- [Blo69] E.D. Bloom et al., Phys.Rev.Lett.23 (1969) 930.
- [Blo85] V. Blobel, *Unfolding methods in high energy physics*, in: Proceedings of the 1984 CERN School of Computing, CERN 85–02, 1985, DESY 84-118;
- [Blo90] A. Blonde1 et al., Z. Phys. C 45 (1990) 361.
- [Bod03] A Bodek, U.K. Yang, J. Phys. G 29 (2003) 1899, [hep-ex/0210024]; A. Bodek, U.K. Yang, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 112 (2002)70, [hep-ex/0203009].
- [Bod95] G.T. Bodwin *et al.*, Phys. Rev. D 51 (1995) 1125 [Erratum-*ibid*. D 55 (1997) 5853] [hep-ph/9407339].
- [Bog92] N.W. Bogges et al., Astrophys. J. 397 (1992) 420.
- [Bor92] L. Borodovsky, et al., Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 274.
- [Bra95] E. Braaten, S. Fleming, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 3327; E. Braaten, T.C.
  Yuan, Phys. Rev. D 52 (1995) 6627; P. Cho, A.K. Leibovich, Phys. Rev. D 53 (1996) p. 150 and p. 6203.

- [Bre69] M. Breidenbach et al., Phys.Rev.Lett.23 (1969) 935.
- [Bro80] R. Brock, Phys. Rev.Lett. 44 (1980) 1027.
- [Bru89] J. Brunner et al., Z. Phys. C 42 (1989) 361.
- [Bru99] J. Brunner, *Choral manual, Revision 1.4* (19.01.1999), http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/Choral/dev/doc/ps/choral.ps.
- [Bul00] A. Bülte *et al.*, *CHARON experiment*, CERN, 2000, http://www.cern.ch/charon .
- [Buo94] S. Buontempo et al., Nucl. Instr. Methods A 349 (1994) 70.
- [Cab63] N. Cabibo, Phys.Rev.Lett. 10(1963) 531.
- [Cal01] D.O. Caldwell (ed.), Current aspects of Neutrino Physics, Springer, 2001
- [Cal69] C.G. Callan, D.J. Gross, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156.
- [Cha80] C.Y. Chang et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1817.
- [CHO94] CHORUS Collaboration, *Extension of the CHORUS experiment to* 1996/1997 CERN, SPSLC 94 23 ; SPSLC P 254 Add.1, 1994.
- [CHweb] http://choruswww.cern.ch .
- [Cle98] B.T. Cleveland et al., Astrophys. J. 496 (1998) 505.
- [Coc00] A.G. Cocco, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 85 (2000) 125.
- [Col85] P.D.B. Collins, T.P. Spiller, J. Phys. G 11 (1985) 1289.
- [Con98] J.M. Conrad et al., Rev. Mod. Phys. 70 (1998) 1341.
- [Cor01] G. Corcella et al., JHEP 0101 (2001) 010, [hep-ph/0011363, hep-ph/0210213].
- [Cow56] C.L. Cowan *et al.*, Science, 124 (1956) 103; C.L. Cowan *et al.*, Nature 178 (1956) 446 (Erratum: *ibid* 523).
- [Cra08] J.P. Cravens et al., Phys.Rev. D78 (2008) 032002, [arXiv:0803.4312].
- [Dan62] G. Danby et al., Phys.Rev.Lett., 9 (1962) 36.
- [Dau95] K. Daum, et al., Z. Phys. C 66 (1995) 417.
- [Dav55] R. Davis, Phys. Rev. 97(1955) 766.
- [Dav64] R. Davis, Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 303.
- [Dav68] R. Davis, Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1205.
- [Dec95] Y. Declais, et al., Nucl. Phys. B 434 (1995) 503.
- [Del01] G. De Lellis et al., Phys. Lett. B 507 (2001) 7, [arXiv:hep-ph/0104066].
- [Del02a] G. De Lellis et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 28 (2002) 713.
- [Del02b] G. De Lellis et al., Phys. Lett. B 550 (2002) 16.
- [Del04] G. DeLellis et al., Phys.Rep. 399 (2004) 227.
- [Dew86] J.P. Dewulf et al., Nucl. Instr. Methods A 252 (1986) 443.
- [Dew88] J.P. Dewulf et al., Nucl. Instr. Methods A 263 (1988) 109.
- [Dew89] K. De Winter, Nucl. Instr. Methods A 278 (1989) 670.
- [Dic96] E. Di Capua *et al.*, Nucl. Instr. Methods A 378 (1996) 221, CERN-PPE/96-188.
- [Dok77] Ю.Л. Докшицер ЖЭТФ 71 (1977) 1216 [Sov. JETP 46(1977)641].
- [Dol02] A. Dolgov, Neutrinos in cosmology, Phys. Rep. 370 (2002) 333.
- [Dol08] A. Dolgov, Cosmology and neutrino properties, Phys. Atom. Nucl. 71 (2008) 2152, [arXiv:0803.3887].
- [Dyd84a] F. Dydak et al., Phys. Lett. B 134 (1984)103.
- [Dyd84b] F. Dydak, et al., Phys. Lett. B 134 (1984) 281.
- [Ell92] J. Ellis et al, Phys. Lett. B 292 (1992) 189.
- [Esk99] K.J. Eskola et al., Eur. Phys. J. C9 (1999) 61.
- [Fel98] G.J. Feldman, R.D. Cousins, Phys. Rev. D 57 (1998) 3873.
- [Fey69] R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415.
- [Fin75] J. Finjord and F.Ravndal, Phys. Lett. B 58 (1975) 61.
- [Fou90] C. Foudas et al., Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 1207.

- [Fuk03] S. Fukuda et al., Nucl. Instr. Methods A 501(2003) 418.
- [Fuk94] Y. Fukuda, et al., Phys. Lett. B 335 (1994) 237.
- [Fuk96] Y. Fukuda, et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1683.
- [Gai76] M.K. Gaillard, S.A. Jackson, D.V. Nanopoulos, Nucl. Phys. B 102 (1976) 326 (Erratum: *ibid*. B 112 (1976) 545).
- [GEA321] GEANT Detector Description and Simulation Tool, GEANT 3.21 CERN program library long write up W5013, CERN, 1993, http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/.
- [Gei93] D. Geiregat et al., Nucl. Instr. Methods A 325 (1993) 92.
- [Gel64] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214.
- [Geo76] H. Georgi, H.D. Politzer, Phys.Rev. D 14 (1976) 1829.
- [Gib89] B.F. Gibson, Nuovo Cim. A 102 (1989) 367.
- [Gib95] B.F. Gibson, E.V. Hungerford III, Phys. Rep. 257 (1995) 349.
- [Giu04] C. Giunti, M. Lavender, *Neutrino Mixing*, in *Developments of Quantum Physics*, Nova Sci. Pub., 2004, [hep-ph/0310238]
- [Giu07] C. Giunti, C.W. Kim, Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics, World Sci., 2007.
- [Gla03] S.L. Glashow Proc. of the 10<sup>th</sup> International Workshop on Neutrino Telescopes, Venice, Italy, 11-14 Mar 2003, vol. 2, p. 611, [hep-ph/0306100].
- [Gla61] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579.
- [Glu95] M. Glück et al., Z. Phys. C (1995) 433.
- [Glu96] M. Glück *et al.*, Phys. Lett. B 380 (1996) 171 (Erratum: *ibid*. B 405 (1997) 391), [arXiv:hep-ph/9603304].
- [Glu97] M. Glück, S. Kretzer, E. Reya, Phys. Lett. B 398 (1997) 381 (Erratum: *ibid*. B 405 (1997) 392), [arXiv:hep-ph/9701364].
- [Glu98] M. Glück et al., Eur. Phys. J. C 5 (1998) 461.
- [Gol58] M. Glodhaber et al., Phys. Rev. 109 (1958) 1015.
- [Gol77] H. Goldberg, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1598.
- [Gon01] M. Goncharov et al., Phys. Rev. D 64 (2001) 112006.
- [Gon08] M.C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, Phys. Rep. 460 (2008) 1.
- [Gri72]В.Н. Грибов, Л.Н. Липатов, Яд. физ. 15 (1972) с.781 и с.1218, (Sov. J. Nucl. Phys.15 (1972) p.438 and p.675).
- [Gru93] M. Gruwé et al., Phys. Lett. B 309(1993) 463.
- [Gul00a] M. Güler, et al., An appearance experiment to search for  $v_{\tau}$  oscillations in the CNGS beam : experimental proposal, CERN-SPSC-2000-028, CERN-SPSC-P-318, LNGS-P25-00.
- [Gul00b] M. Güler, PhD thesis, METU, Ankara, Turkey, 2000, CERN-THESIS-2002-027, <u>http://choruswww.cern.ch/Reference/Theses/guler.pdf</u>.
- [Gul02] M. Güler, O. Sato, *Netscan Simulation*, CHORUS Internal note 2000017, CERN, May 2002, <u>http://choruswww.cern.ch/Publications/Notes/netnote.ps.gz</u>.
- [Haa83] A. Haatuft et al., Nucl. Phys. B 222 (1983) 365.
- [Hag80] K. Hagiwara, Nucl. Phys. B 173 (1980) 487.
- [Ham99] W. Hampel, et al., Phys. Lett. B 447 (1999) 127.
- [Han78] T. Hansl, et al., Nucl. Phys. B 142 (1978) 381; T. Hansl, et al., Phys. Lett. B 77 (1978) 114.
- [Hig64] P. W. Higgs, Phys. Lett. 12 (1964) 252.
- [Hir90] K.S. Hirata *et al.*, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 1297; K.S. Hirata *et al.*, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 1301.
- [Hir92] K.S. Hirata et al., Phys. Lett. B 280 (1992) 146.
- [Hol77] M. Holder et al., Phys. Lett. B 70 (1977) 396.

- [Hol78] M. Holder e al., Nucl. Instr. Methods 148 (1978) 235.
- [Hon04] M. Honda et al, Phys. Rev. D 70 (2004) 043008, [astro-ph/0404457].
- [Hos06] J. Hosaka et al., Phys. Rev. D 74 (2006) 032002, [hep-ex/0604011].
- [Hri01] I. Hristova, Measurement of neutron to proton cross-section ratios in neutrino and anti-neutrino charged-current interactions, Master Thesis, Univ. of Sofia, 2001, <u>http://choruswww.cern.ch/Reference/Theses/hristova.pdf</u>.
- [Jam94] F. James, M. Roos, MINUIT: Function minimization and error analysis, CERN Program Library entry D506, CERN, 1994.
- [Jon87] G.T. Jones et al., Z. Phys. C 36 (1987) 593.
- [Jon93] M. de Jong *et al.*, A new search for  $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$  oscillation, CERN-PPE/93-131, 1993.
- [Jun99] T. Junk, Nucl. Instr. Methods A434 (1999) 435.
- [Kar78] V.G. Kartvelishvili et al., Phys. Lett. B 78 (1978) 615.
- [Kib67] T.W.B. Kibble, Phys. Rev. 155 (1967) 1554.
- [Kin91] B.J. King et al., Nucl. Instr. Methods A 302 (1991) 254.
- [Kit83] T. Kitagaki et al. Phys. Rev. D 28 (1983) 436.
- [Kni02] B.A. Kniehl, L. Zwirner, Nucl. Phys. B 637 (2002) 311, [arXiv:hepph/0201234].
- [Kob73] M. Kobayashi, T. Maskawa, Progr. Theor. Phys. 49 (1973) 652.
- [Kod01] K. Kodama et al., Phys. Lett. B 504 (2001) 218.
- [Kod02] K. Kodama et al., Nucl. Instr. Methods A 493 (2002) 45.
- [Kod97] K. Kodama *et al.*, *The E872 Run 2 Collaboration*, FERMILAB P872 Proposal, 1997.
- [Kon53] E. Konopinski, H. Mahmoud, Phys. Rev. 92 (1953) 1045.
- [Kop93] B.Z. Kopeliovich, P. Marage, J. Mod. Phys. A 8(1993) 1513.
- [Kov90] С.Г. Коваленко, Яд. физ. 52 (1990) 1478 (S.G. Kovalenko, Sov. J. Nucl. Phys. 52 (1990) 934).
- [Kra92] G. Kramer, B. Lampe, Z. Phys. C 54 (1992) 139 (Erratum: Eur. Phys. J. C 17 (2000) 371).
- [Kuh80] J.H. Kuhn, R. Ruckl, Phys. Lett. B 95 (1980) 431.; J.H. Kuhn, Acta Phys. Polon. B 12 (1981) 347.
- [Lan52] L.L. Langer, R.J.D. Moflat, Phys. Rev. 88 (1952) 689.
- [Lan57] L. Landau, Nucl. Phys. 3 (1957) 127.
- [Lan87] K. Lang et al., Z. Phys. C 33 (1987) 483.
- [Lea96] E. Leader and E. Predazzi, *An introduction to gauge theories and modern physics*, Cambridge University Press, 1996.
- [Lee57] T.D. Lee, C.N. Yang, Phys. Rev. 105 (1957) 1671.
- [Leh01] B. Lehmann-Dronke et al., Phys. Lett. B 521 (2001) 55.
- [Lev79] J.P. Leveille, T. Weiler, Nucl. Phys. B 147 (1979) 147.
- [Liu03] Y. Liu et al, Phys. Rev. D 67 (2003) 073022, [astro-ph/0211632].
- [Lin04] J.M. Link, et al. [FOCUS Collaboration], Phys. Lett. B 586 (2004) 21.
- [Lle72] C.H. Llewellyn-Smith, Phys. Rep. 3 (1972) 261.
- [Lyu89] V.V. Lyukov, Nuovo Cim. A 102 (1989) 583.
- [Maj37] E. Majorana, Nuovo Cim. 14 (1937) 170.
- [Mak62] Z. Maki et al., Prog. Theor. Phys. 28 (1962) 870.
- [Mar77] G. Marel et al., Nucl. Instr. Methods 141 (1977) 43.
- [Mcf95] K.S. McFarland, et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 3993, [hep-ex/9506007].
- [Mik85] С.П. Михеев, А.Ю. Смирнов, Яд. физ. 42 (1985) 1441 (S.P. Mikheyev and A.Yu. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. 42 (1985) 913); Nuovo Cim. C 9, 17 (1986); ЖЭТФ 91 (1986) 7 (Sov. JETP 64 (1986) 4).

- [Moh04] R. Mohapatra, P. Pal, *Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics*, World Sci., 2004.
- [Nak97] T. Nakano, Ph.D. Thesis, Nagoya University, Japan, 1997.
- [Nap03] D. Naples et al., Nucl. Phys. B (Proc. Supl.) B118 (2003) 164.
- [Nap99] D. Naples et al., Phys. Rev. D 59 (1999) 031101, [hep-ex/9809023].
- [Nis97] K. Nishikawa, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 59 (1997) 289.
- [Non02] N. Nonaka, PhD thesis, Nagoya University, Japan, 2002; T. Nakano, in: Proceedings of the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Budapest, Hungary, 2001.
- [NOweb] http://nomad-info.web.cern.ch/nomad-info/ .
- [Obe99] L. Oberauer, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 77 (1999) 48.
- [Pap00] I. Papadopoulos, IEEE Trans. Nucl. Sci., 47 (2000) 1839.
- [Pau30] W. Pauli, Letter sent to the Tubingen conference (December 1930) виж прев. в L.M. Brown, Phys. Today, Sept.1978, 23; виж също W. Pauli, *On the earlier and most recent history of the neutrino* (1957), in *Neutrino Physics*, 2<sup>-nd</sup> ed. p. 1, edited by K. Winter, Cambridge University Press, 1998.
- [PDG04] S. Eidelman et al. (Particle Data Group), Phys. Lett. B 592 (2004) 1.
- [PDG06] W.-M. Yao et al. (Particle Data Group), J. Phys. G33 (2006) 1.
- [PDG08] C. Amsler et al. (Particle Data Group), Physics Letters B 667 (2008) 1.
- [Per04] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, 4-th edition, Cambridge University Press, 2004.
- [Per75] M.L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1489.
- [Pet80] S. Petrera, G. Romano, Nucl. Instr. Methods 174 (1980) 61.
- [Pet83] C. Peterson et al., Phys. Rev. D 27 (1983) 105.
- [Pet99] A.A. Petrov, T. Torma, Phys. Rev. D 60 (1999) 093009, [arXiv:hepph/9906254].
- [Pie01] A. Piepke, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 91 (2001) 99.
- [Pie02] A. Piepke, Prog. Part. Nucl. Phys. 48 (2002) 113.
- [Plo95] H. Plothow-Besch, J. Mod. Phys. A 10 (1995) 2901; H. Plothow-Besch, PDFLIB Users' Manual-Version 8.04, W5051,CERN, 17.04.2000, <u>http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/pdflib.ps.gz</u>.
- [Pon57] Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ 33 (1957) 549 (Sov. Phys. JETP 6 (1958) 429).
- [Pon58] Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ 34 (1958) 247 (Sov. Phys. JETP 7 (1968) 172).
- [Pon59] Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ 37 (1959) 37 (Sov. Phys. JETP 10 (1960) 1236).
- [Pon67] Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ 53 (1967) 1717 (Sov. Phys. JETP 26 (1968) 984).
- [Rab93] S.A. Rabinowitz et al., Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 134.
- [Rei53] F. Reines, C.L. Cowan Jr., Phys. Rev, 90 (1953) 492; F. Reines, C.L. Cowan Jr., Phys. Rev, 92 (1953) 930.
- [Rei65] F. Reines, et al., Phys. Rev. Lett. 15 (1965) 429.
- [Ric97] S. Ricciardi, RESQUE: a generator for resonant and quasi-elastic neutrino interactions, CHORUS Internal note 97001, CERN, Jan 1997, http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/Resque/resque.zip.
- [Rom97] A. Romosan, et al., Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 2912, [hep-ex/9611013].
- [Ros97] G. Rosa et al. Nucl. Instr. Methods A 401 (1997) 7.
- [Rub06] P. Rubin et al., Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 081802.
- [Sal57] A. Salam, Nuov.Cim. 5 (1957) 299.
- [Sal68] A. Salam, *Elementary Particle Theory*, ed. Swarthohn, Almquist and Wiksell, Stokholm, 1968, p.367.

- [Sal96] D. Saltzberg, *HYVESP: A vector-based momentum fitter for the muon spectrometer*, CHORUS Internal note 96006, CERN, Feb 1996.
- [San03] M.C. Sanchez, et al., Phys. Rev. D 68 (2003) 113004, [hep-ex/0307069].
- [San93] P.H. Sandler et al., Z. Phys. C 57 (1993) 1.
- [Sat01] A. Satta, PhD thesis, University of Rome, 2001, http://choruswww.cern.ch/Reference/Theses/satta.pdf.
- [Sch60] M. Schwartz, Phys. Rev. Lett., 4 (1960) 306.
- [Sco05] L. Scotto Lavina, PhD thesis, Universitá degli Studi di Napoli "Federico II", 2005.
- [Sel97] W.G. Seligman, et al., Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 1213.
- [Shr76] R. Shrock and B. Lee, Phys.Rev.D 13 (1976) 2539.
- [Sjo94] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 82 (1994) 74; виж също В. Andersson, *The Lund model*, Cambridge Univ. Press, 1998.
- [Smi79] J. Smith, Nucl. Phys. B 157 (1979) 451; J. Smith, Phys. Lett. B 85 (1979) 124 и цитатите там.
- [Sob04] J. Sobczyk et al., WroNG Wroclaw Neutrino Generator of events for single pion production, hep-ph/0407277, 2004.
- [Son83] D. Son et al., Phys. Rev. D 28 (1983) 2129.
- [Sor04] M. Sorrentino, Background yield for charm searches from strange particles decays, CHORUS Internal note 2000027, CERN, 2004, http://choruswww.cern.ch/Publications/Notes/charm\_background.pdf.
- [Sor98] S. Sorrentino, *GBEAM: the neutrino beam simulation*, CHORUS Internal note 98001, CERN, May 1998,

http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/Gbeam/gbeam.zip .

- [Svo87] R. Svoboda et al., Astrophys. J. 315 (1987) 420.
- [Tsu02] I. Tsukerman (for the CHORUS Collaboration) *MC generators in CHORUS*, Proceedings to the NuInt01 Workshop [hep-ph/0202260]; виж също и I. Tsukerman, *CHLIB-based MC packages*, CERN, Jan 2004, <u>http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/MC.Production/mcpackage.html</u>.
- [Туа75] А.А. Тяпкин, Яд. физ. 22 (1975) 181.
- [Tza06] M. Tzanov, et al., Phys.Rev.D74 (2006) 012008, [hep-ex/0509010].
- [Uit98] J.W.E. Uiterwijk et al., Nucl. Instr. Methods A 409 (1998) 682.
- [Ush84] N. Ushida et al., Nucl. Instr. Methods 224 (1984) 50.
- [Ush86] N. Ushida, et al., Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 2897.
- [Ush88] N. Ushida et al., Phys. Lett. B 206 (1988) p. 375 and p. 380.
- [Vid94] Г.С. Видякин и др. Письма в ЖЭТФ 59 (1994) 364 (G.S. Vidyakin, *et al.*, JETP Lett. 59 (1994) 390).
- [Vil99] P. Villain et al., Eur. Phys. J. C 11 (1999) 19.
- [Vyv02] B. van de Vyver, *Muonic branching ratio of charmed particles*, PhD Thesis, Vrije Universiteit Brussel, 2002,

http://choruswww.cern.ch/Reference/Theses/bartThesis.pdf.

- [Vyv97] B. van de Vyver, Nucl. Instr. Methods A385 (1997) 91, CERN-PPE-96-113 (with P. Zucchelli).
- [Wei67] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19(1967) 1264; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 1688.
- [Wen03] J. Wentz et al, Phys. Rev. D 67 (2003) 073020, [hep-ph/0301199].
- [Win96] K. Winter, P. Strolin, *Memorandum on the needs of the CHORUS experiment beyond 1997*, CERN SPSLC 96-54 ; SPSLC M 591, CERN, 1996.
- [Win98] K. Winter (ed.) Neutrino Physics, 2<sup>nd</sup> ed., Cambridge Univ. Press, 1998.
- [Wol78] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D 17 (1978) 2369; Phys. Rev. D 20 (1979) 2634.

- [Wol83] L. Wolfeinstein, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1945.
- [Wu08] Q. Wu et al., Phys .Lett. B 660 (2008) 19.
- [Wu57] C.S. Wu et al., Phys. Rev. 105 (1957) 1413.
- [You78] B.L. Young et al., Phys. Lett. B 74 (1978) 111.
- [Zac86] G. Zacek, et al., Phys. Rev. D 34 (1986) 2621.
- [Zel53] Ю.Б. Зельдович, Докл. Акад. Наук СССР 91 (1953) 1317.
- [Zho02] Zhongzhi Song, Kuang-Ta Chao, Phys. Lett. B 529 (2002) 77.
- [Zub04] K. Zuber, Neutrino Physics, IoP Publishing Ltd., 2004.
- [Zuc01] P. Zucchelli and I. Tsukerman, *JETTA: physics and manual*, CHORUS Internal note 2000007, CERN, May 2001,

http://choruswww.cern.ch/Internals/Offline/Jetta/jetta.zip.

- [Zuc02] Piero Zucchelli, *Netscan/Eficass simulation*, CHORUS collaboration meeting, 4-5 Mar 2002, Nagoya, <u>http://choruswww.cern.ch/Internals/Collab-Meetings/200203-CM/slides/pieromc.pdf</u>.
- [Zwe64] G. Zweig, An SU<sub>3</sub> model for strong interaction symmetry and its breaking, CERN Preprints TH-401 and TH-412, CERN, 1964.