

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12

ВРЕМЯ ЖИЗНИ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

(обзор экспериментальных данных)

А. О. Вайсенберг

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	3
а) Классификация очарованных частиц (3). б) Моды распада очарованных частиц (5). в) Время жизни очарованных частиц (6). г). Основные экспериментальные данные (7).	
2. Рождение очарованных частиц	11
а) Рождение очарованных частиц в глубоко неупругих взаимодействиях нейтрино с нуклонами (11). б) Рождение очарованных частиц фотонами (13). в) Рождение очарованных частиц в сильных взаимодействиях (14). 1) Beam-dump-опыты (14); 2) Распады очарованных частиц в быстрой пузырьковой камере и стриммерной камере (17); 3) Опыты со сложными эмульсионными камерами (18); 4) Поиски распадов в обычной эмульсии (20). г) Сравнение вероятности генерации очарованных частиц в νp -, νp - и $p p$ -взаимодействиях (21).	
3. Опыты по измерению времени жизни очарованных частиц	22
а) Опыты в нейтринных пучках (22). 1) Опыт FNAL E247 (22); 2) Опыт ОИЯИ — ИТЭФ — Серпухов (23); 3) Опыт FNAL E531 (23); 4) Опыт FNAL E564; эмульсия внутри 15-футовой пузырьковой камеры (25); 5) Опыт CERN WA17; эмульсия перед камерой BEBC (25). б) Опыт с Ω' -спектрометром в пучке меченых фотонов (26). в) Измерения времени жизни при больших лоренц-факторах (28). г) Проекты новых гибридных опытов (28). 1) Опыт группы Япония — Корея — Канада — США (28); 2) Гибридный опыт с быстрой пузырьковой камерой — детектором распадов (29). 3) Гибридный опыт со стриммерной камерой — детектором распадов (29). 4) Опыт с многослойной полупроводниковой «живой» мишенью (30).	
4. Точность и эффективность целеуказаний	30
5. Результаты опытов по измерению времени жизни	32
а) Опыт FNAL E247 и поиски малых распадных времен (32). б) Распады D-мезонов (34). в) Распады F^\pm -мезонов (38). г) Распады Λ_c -барионов (39).	
6. Отношение времен жизни τ_{D^\pm}/τ_{D^0} в опытах на e^+e^- -встречных пучках	39
7. Заключение	42
Цитированная литература	42

1. ВВЕДЕНИЕ

а) Классификация очарованных частиц

После открытия в 1974 г. J/ψ -частицы^{1,2} и ψ' -частицы существование у «элементарных» частиц давно предсказанного квантового числа — очарования^{4,5} — стало реальностью. Семейство новых резонансов с массами ≥ 3 Гэв было интерпретировано как связанные состояния системы из очарованного кварка и антикварка с полным очарованием $C = 1 + (-1) = 0$. В опытах, выполненных главным образом в пучках нейтрино и в электронно-позитронных пучках, удалось обнаружить частицы

с явным очарованием $C = \pm 1$ и в настоящее время существование нового квантового числа C кажется столь же доказанным, как и существование странности.

Совокупность новых явлений получила объяснение в модели адронов, построенных из четырех кварков, каждый из которых имеет три «цветовых» состояния. Кварки имеют половинный спин, барионное число $B = 1/3$; другие их свойства приведены в табл. I:

Таблица I
Основные свойства четырех кварков

Кварк	Заряд	Третья проекция изотопического спина I_3	Странность	Очарование
u	2/3	1/2	0	0
d	-1/3	-1/2	0	0
s	-1/3	0	-1	0
c	2/3	0	0	1

В рамках SU (3)-симметрии кварки u, d, s образуют нонет мезонов (π^{+0-} , K^{+-} , K^0 , \bar{K}^0 , η , η'). Появление четвертого кварка и расширение группы симметрии до SU (4) означает, что нонет из $8 + 1$ псевдоскалярных мезонов следует дополнить семью мезонами: один из них, η'_c мезон,

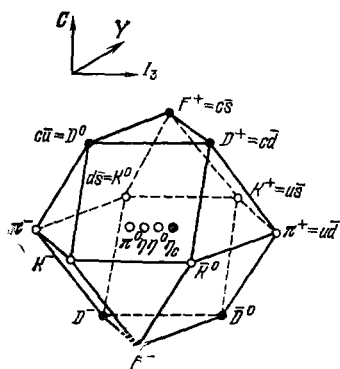


Рис. 1. Диаграмма (C, Y, I_3) для семейства из 16 псевдоскалярных мезонов⁶.

Их кварковый состав показан на диаграмме. В плоскости $C = 0$ расположено 10 мезонов, в плоскости $C = 1$ — три очарованных мезона D^+ , D^0 и F^+ , в плоскости $C = -1$ — античастицы D^- , \bar{D}^0 и F^- .

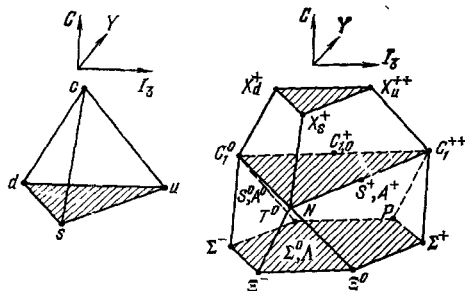


Рис. 2. Диаграмма (C, Y, I_3) для семейства из двадцати барионов со спином $1/2^+$.

Состояния из трех кварков u, d, s образуют обычный октет $1/2^+$ -барионов: N (udd), P (uup), Σ^- (dds), Σ^0 (uds), Σ^+ (u, u, s), Ξ^- (dds), Ξ^0 (uss) и Λ^0 (uds), показанный в основании диаграммы. Барионных состояний с одним очарованным кварком (C) может быть 9; они показаны во второй плоскости тетраэдра. Барионные состояния с двумя очарованными кварками (CC) содержат один из обычных кварков u, d, s и образуют триплет ccs, dcs и scs, показанный в третьей заштрихованной плоскости диаграммы.

имеет скрытое очарование ($C = 1 + (-1) = 0$), а шесть других, D^+ , D^0 , F^+ мезоны и их античастицы D^- , \bar{D}^0 и F^- — очарование, равное $+1$ и -1 соответственно. Таким образом, нонет скалярных мезонов расширяется до гексадецимета из $15 + 1 = 16$ состояний. Они показаны на трехмерной диаграмме рис. 1, где по осям отложены значения I_3 , C и $Y = B + S$. Возбужденные состояния D^* и F^* должны иметь единичный

спин и отрицательную четность. Кварковый состав очарованных мезонов показан на той же диаграмме.

Число предсказываемых очарованных барионов равно 64⁷. Семейство из 20 таких барионов со спином и четностью $1/2^+$ показано на диаграмме

Таблица II

Очарованные барионы со спином $1/2^+$

Странность	$S = 0$	$S = -1$	$S = -2$
Очарование: $C = 2$	$X_u^{++} = ccu$ $X_d^+ = ccd$	$X_s^+ = ccs$	
	$C_1^+ = c (ud)_{\text{sym}}$	$S^+ = c (su)_{\text{sym}}$ $S^0 = (csd)_{\text{sym}}$	$T^0 = css$
$C = 1$	$C_1^{++} = cuu$ $C_1^0 = cdd$	$A^+ = c (su)_{\text{anti}}$ $A^0 = c (sd)_{\text{anti}}$	
	$C_0^+ = c (ud)_{\text{anti}}$		

I_3 , C , Y (рис. 2). Оно образует усеченный тетраэдрон, в основании которого находится октет «обычных» барионов (p , n , Λ , Σ^{+0-} , Ξ^{0-}), составленных из кварков u , d , s . Классификация остальных 12 барионов приведена в табл. II, где указаны кварковый состав барионов и их обозначения из рис. 2.

Заметим, что комбинация кварков cud и csu может находиться в симметричном и антисимметричном состояниях по двум последним кваркам. Поэтому теория предсказывает существование четырех барионов с квантовыми числами $C = 1$ и $S = 0$:

$$(cud)_{\text{anti}}, \quad c (ud)_{\text{sym}}, \quad ddc \quad \text{и} \quad unc.$$

6) Моды распада очарованных частиц

Очарование C , подобно квантовому числу странности S , сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Поэтому очарованные частицы с большими массами будут «быстро» переходить в состояния частиц с теми же C и S , но с меньшими массами. Самые же легкие из очарованных частиц будут распадаться благодаря слабому взаимодействию, не сохраняющему очарования и странности. Гамильтониан слабого взаимодействия в теории Вайнберга — Салама имеет вид

$$H_W = \frac{ig}{2} J J^\dagger,$$

где ток J равен сумме заряженного и нейтрального токов $J = J_C + J_N$, которые соответственно равны:

$$J_C = (\bar{\nu}_e e) + (\bar{\nu}_\mu \mu) + u (d \cos \theta + s \sin \theta) + c (s \cos \theta - d \sin \theta),$$

$$J_N = (\bar{\nu}_e \nu_e) + (\bar{\nu}_\mu \nu_\mu) - (\bar{e} e) - (\bar{\mu} \mu) + (u\bar{u}) + (c\bar{c}) - (d\bar{d}) - (s\bar{s}).$$

Легко видеть, что такой гамильтониан приводит к показанным на рис. 3 диаграммам распада очарованного кварка. Из этих диаграмм следует, что полулептонные распады очарованных частиц будут происходить за счет разрешенных

$$c \rightarrow s \bar{\nu} l$$

и подавленных переходов

$$c \rightarrow d\nu\bar{l} \quad (\nu\bar{l} = l^+\nu_e \text{ или } \mu^+\nu_\mu),$$

а нелептонные переходы за счет разрешенного перехода

$$c \rightarrow su\bar{d},$$

подавленных переходов

$$c \rightarrow us\bar{s}; \quad c \rightarrow udd$$

и сильно подавленного перехода

$$c \rightarrow u\bar{s}d,$$

амплитуды которых пропорциональны $\cos \theta$ или $\cos^2 \theta$, $\cos \theta \sin \theta$ или $\sin^2 \theta$ соответственно. В разрешенных переходах очарованных частиц действует правило $\Delta C = \Delta S$. Таким образом, разрешенные схемы распадов очарованных мезонов имеют вид

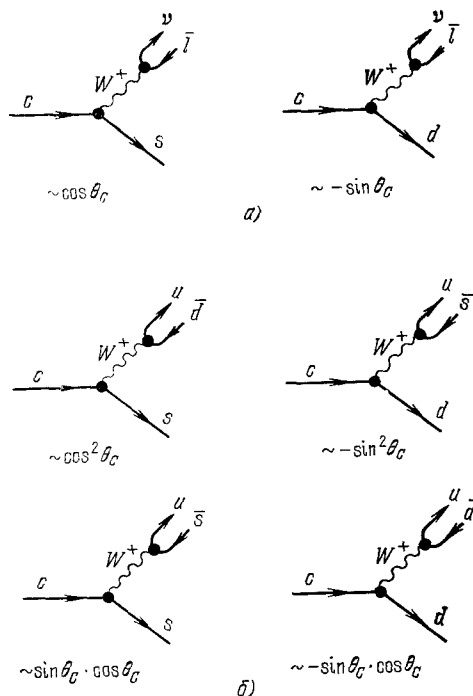


Рис. 3. Разрешенные ($\sim \cos \theta$ и $\cos^2 \theta$), подавленные ($\sim \sin \theta$) и сильно подавленные ($\sim \sin^2 \theta$) переходы с-кварка.

а) Полулептонные распады, б) распады с-кварка на очарованные кварки (адронные распады).

$$D^0 \rightarrow (\nu\bar{l}) (K^- \dots),$$

$$D^0 \rightarrow (\bar{K}, \pi\pi)^0,$$

$$D^+ \rightarrow (\nu\bar{l}) (\bar{K}^0 \dots),$$

$$D^+ \rightarrow (\bar{K}, \pi\pi)^+,$$

$$F^+ \rightarrow (\nu\bar{l}) (\eta, \eta', K\bar{K}),$$

$$F^+ \rightarrow (\eta\pi\pi)^+, \quad F^+ \rightarrow (\eta'\pi\pi)^+,$$

$$F^+ \rightarrow (K\bar{K}\pi\pi)^+.$$

[Заметим, что в разрешенных распадах D^0 - и D^+ -мезонов переходы с возникновением K^+ - и K^0 -мезонов подавлены, а в распадах F -мезонов странные частицы либо отсутствуют, либо возникают парами частица — античастица (K, \bar{K}).

в) Время жизни очарованных частиц

Вероятность полулептонных распадов очарованных частиц $\Gamma_{\nu l} = \Gamma$ (очарованная частица $\rightarrow \nu + l + \text{адроны}$) можно оценить по известной формуле для времени жизни мюона:

$$\Gamma_\mu = \frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G^2 \mu^5}{192\pi^3},$$

если массу мюона μ заменить на массу кварка M_c . Имея в виду, что $\tau_\mu = 2,27 \cdot 10^{-6}$ с и $\mu = 0,106$ Гэв, получим

$$\Gamma_{\nu l} = 3,4 \cdot 10^{10} M_c^5, \text{ где } M_c \text{ — в ГэВ.}$$

Наличие других каналов распада увеличивает вероятность распада с-кварка. Действительно, в простой кварковой модели, в которой вероятность распада определяется с-кварком, а второй кварк является «свиде-

телем», разрешенные распады происходят за счет переходов

$$c \rightarrow s + e + \nu_e, \quad c \rightarrow s + \mu + \nu_\mu \quad \text{и} \quad c \rightarrow s + q + \bar{q}',$$

показанных на диаграмме рис. 3.

Таким образом, существует пять возможных и равновероятных каналов распада (два лептонных и три цветных) и полная вероятность распада с-кварка оказывается в пять раз больше $\Gamma_{\nu 1}$, а время жизни

$$\tau = M_c^{-5} \cdot 5,9 \cdot 10^{-12} \text{ с.}$$

При $M_c = 2 \text{ ГэВ}$ время жизни $\tau_c = 2 \cdot 10^{-13} \text{ с.}$

Прямой способ измерения таких времен жизни заключается в определении расстояния от точки рождения частиц до точки ее распада. Эта распадная длина l следующим образом связана с временем жизни частицы и с ее импульсом:

$$l = \frac{P}{M} \tau.$$

При импульсах порядка $\sim \text{ГэВ/с}$ ожидаемые значения распадных длин очарованных частиц составляют десятые доли мм. Такие длины не могут быть измерены в больших пузырьковых камерах. Наиболее подходящим методом их измерения является ядерная фотоэмульсия. Напомним, что именно этим методом удалось в свое время измерить время жизни π^0 -мезона, близкое к 10^{-16} с.

г) Основные экспериментальные данные

Экспериментальные данные об очарованных частицах приведены в табл. III. Они заимствованы из «обзора свойств частиц»⁸, обзоров^{9, 10} и дополнены результатами работ, ссылки на которые даны ниже. В таблице указаны значение массы, изотопического спина I и G -четности, спина J и P -четности, моды распада и их относительная вероятность.

Таблица начинается с D-мезонов ($M_{D^\pm} = 1868 \text{ МэВ}$, $M_{D^0} = 1863 \text{ МэВ}$), образующих изотопический дублет с разностью масс $M_{D^+} - M_{D^0} = 5,0 \pm 0,8 \text{ МэВ}$. Возбужденные состояния этих мезонов, $D^{*\pm}$ и D^{*0} -мезоны, имеют целый спин и массу, близкую к 2010 МэВ . Они «быстро» переходят в основное состояние, испуская фотон или пион.

За D -мезонами в таблице следует изотопический синглет F^\pm -мезонов ($M_F = 2030 \text{ МэВ}$). Их возбужденные состояния имеют массу $M_{F^*} = 2140 \text{ МэВ}$. Переход F^* -мезонов в основное состояние сопровождается испусканием фотона.

Таким образом, переходы D^* - и F^* -состояний в основные состояния D - и F -мезонов показывают, что очарование C , подобно странности S , сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях.

Схемы распада D-мезонов относительно хорошо изучены и являются лучшим подтверждением существования нового квантового числа C . Мы видим в таблице разрешенные полулептонные распады D-мезонов, вероятность которых близка к $16,5\%$ *). Эта величина вероятности находится в согласии с предсказанием теории. Адронные распады, показанные в таблице, действительно делятся на разрешенные и подавленные. Так, например, вероятность разрешенных $D^+ \rightarrow K^0 \pi^+$ и $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ переходов составляет $1,5 \pm 0,6\%$ и $3,9 \pm 1\%$, тогда как для вероятностей подавленных переходов

$$D^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-, \quad D^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+, \quad D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$$

*) Указанную в табл. II вероятность распада $D \rightarrow e \nu X$ следует увеличить в два раза, так как равновероятен распад $D \rightarrow \mu \nu X$.

Таблица III

Свойства очарованных частиц

Частица	$I^G(J^P)$	Масса, МэВ/с ²	Мода распада	Относительная вероятность в %
D^\pm	$\frac{1}{2} (0^-)$	$1868,3 \pm 0,9$	$D^+ \longrightarrow$ $e^+ \nu X$ $\bar{K} \pi^+ \pi^-$ (включая $K^* \pi$) $\bar{K}^0 \pi^+$ $K^- X$ $K^+ X$ $\bar{K}^0 X$ $\bar{K}^* X$ $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ $K^+ K^- \pi^+$ $K^+ \pi^+ \pi^-$	$8,2 \pm 1,2^*)$ $3,9 \pm 1,1$ $1,5 \pm 0,6$ 10 ± 7 6 ± 6 39 ± 29 $< 0,31$ $< 0,6$ $0,20$
D^0, \bar{D}^0	$\frac{1}{2} (0^-)$	$1863,3 \pm 0,9$	$D^0 \longrightarrow$ $e^+ \nu X$ $K^- \pi^+ \pi^0$ $K^- \pi^+$ $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $K^\pm X$ $\bar{K}^0 X + K^0 X$ $\bar{K}^0 \pi^0 + K^0 \pi^0$ $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^- + K^0 \pi^+ \pi^-$ $K^+ K^-$ $\pi^+ \pi^-$	$8,2 \pm 1,1$ 12 ± 6 $1,8 \pm 0,5$ $3,5 \pm 0,9$ 35 ± 10 57 ± 26 < 6 $4,4 \pm 1,1$ $(2,0 \pm 0,8) \cdot 10^{-1}$ $(5,9 \pm 3,2) \cdot 10^{-2}$
$D^{*\pm}$	$\frac{1}{2} (1^-)$	$2008,6 \pm 1,0$	$D^0 \pi^+$	64 ± 11
D^{*0}		$2006 \pm 1,5$	$D^+ \pi^0$ $D^+ \gamma$ $D^0 \pi^0$ $D^0 \gamma$	28 ± 9 8 ± 7 55 ± 15 45 ± 15
F^\pm	(0^-)	≈ 2040	$K \bar{K}$ ϕX ηX $\eta' X$	
$F^{*\pm}$	(1^-)	≈ 2140	$\Gamma(X = e \nu, \mu \nu, n \pi)$ $F \gamma$	~ 100
Λ_c^\pm	$0 \left(\frac{1}{2}^+ \right)$	2273 ± 6	$\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $p K^- \pi^+$ $\bar{p} K^+ \pi^-$ $\Delta (1232)^{++} K^-$	
Σ_c^+		2457 ± 4	$\Lambda_c + \pi^0$ $\longrightarrow K^- p \pi^+$	
Σ_c^{++}	$\left(\frac{1}{2}^+ \right)$	~ 2430	$\Lambda_c^+ \pi^+$	

*) Это число относится к смеси (D^0, \bar{D}^0)- и (D^+, D^-)-мезонов, составляющей $56 \pm 3\%$ D^0 и $44 \pm 3\%$ D^+ в области ψ' -резонанса (см. гл. 6). Состояние X—это главным образом K и $K\pi$.

известны лишь верхние пределы вероятностей, равные, соответственно, 0,3, 0,6 и 0,2%. Другим примером являются вероятности подавленных переходов

$$D^0 \rightarrow K^+ K^-, \quad D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-.$$

Они составляют всего лишь $2 \cdot 10^{-1}$ и $6 \cdot 10^{-2}\%$ соответственно.

Моды распада F^\pm -мезонов менее изучены. Почти все данные об этих распадах получены в опытах на встречных e^+e^- -пучках при анализе следующих событий:

$$e^+e^- \rightarrow K^+ K^- \pi + X, \quad (1)$$

$$\rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^- + X, \quad (2)$$

$$\rightarrow K^+ \bar{K}^0 + X, \quad (3)$$

$$\rightarrow \gamma\gamma + \geq 2 \text{ заряженные частицы}, \quad (4)$$

$$\rightarrow \gamma\gamma + \gamma_e + \pi^\pm + X. \quad (5)$$

В последней реакции γ_e — это фотон малой энергии $E_\gamma < 140$ МэВ *). События 1—3 изучались в опытах, выполненных в Станфорде на e^+e^- -пучках SPEAR, с помощью детекторов «MARK I» события 4, 5 в опытах с детектором DASP на e^+e^- -пучках PETRA. Распределение инвариантных масс адронов в реакциях 1—3 обнаруживает максимум в области 2036—2044 МэВ (23 события при фоне 7,3) и оцененное по этому максимуму значение массы равно

$$M_F = 2039,5 \pm 1,0 \text{ МэВ}.$$

Инвариантная масса двух фотонов в реакции (4) имеет заметный избыток над фоном в области массы η -мезона (при $E_{\text{цм}} = 4,42$ ГэВ).

Кинематика событий (5), предназначенных для регистрации возбужденного состояния F^* , была уравновешена с помощью реакции

$$e^+e^- \rightarrow F^\pm F^{*\mp} \rightarrow (\pi^\pm \eta) (F^\mp \gamma),$$

и это уравнивание дало показанное на рис. 4 распределение по массам M_F и M_{F^*} . При $E_{\text{цм}} = 4,42$ ГэВ мы видим шесть событий, группирующихся около следующих значений масс:

$$M_F = 2040 \pm 20 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad M_{F^*} = 2150 \pm 50 \text{ МэВ}.$$

Перейдем теперь к очарованным барионам **). Наиболее хорошо изучен из них Λ_c^+ -барион. Его масса меньше суммы масс нуклона и D-мезона,

) Из сохранения изотопического спина следует, что F-мезон не может распадаться по каналу $F^ \rightarrow F\pi$, но его масса мала для распада $F^* \rightarrow F2\pi$. Переход $F^* \rightarrow F\gamma$, при котором возникает фотон с энергией $E_\gamma = 110$ МэВ, является единственно возможным. Такой фотон используется в реакции (5) как «метка» для опознания F^* -мезона.

**) Они представлены в табл. III тремя частицами: Λ_c^+ -барионом ($M = 2273$ МэВ), Σ_c^+ -барионом ($M = 2457$ МэВ) и двукратно заряженным Σ_c^{++} -барионом ($M \approx 2430$ МэВ).

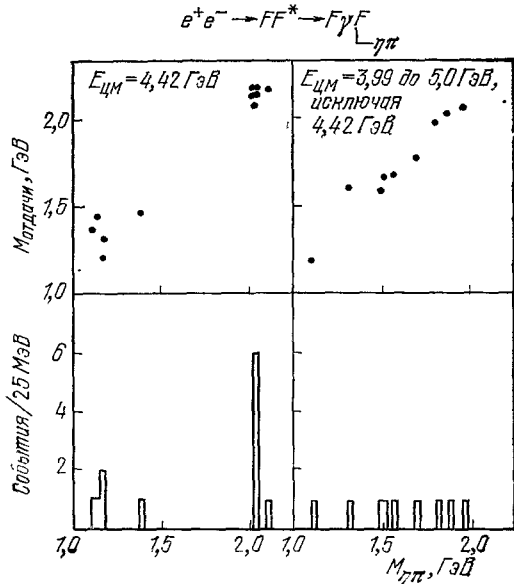


Рис. 4. Образование пары очарованных мезонов F, F^* в столкновениях e^+e^- .

На верхних диаграммах по оси абсцисс отложена масса $(\eta\pi^\pm)$, по оси ординат масса $-(F^\mp\gamma)$; нижние гистограммы получены проектированием точек на ось абсцисс. Шесть событий находятся в области (F^*, F) .

распад Λ_c -бариона на эти частицы невозможен, и он распадается благодаря слабому взаимодействию на состояния

$$\Lambda_c \rightarrow NKX \text{ или } \rightarrow \Lambda X, \text{ или } \rightarrow \Sigma X,$$

где X — лептонная пара или пионы ($X = e\nu, \mu\nu$ или $\pi\pi$). Эта частица наблюдалась во многих работах ¹³⁻¹⁸, в частности, она была обнаружена в опытах на встречных e^+e^- -пучках ¹⁸ при $E_{\text{цм}} = 4,5$ ГэВ, по максимуму в распределении инвариантной массы адронов ($pK^-\pi^+$) и ($\bar{p}K^+\pi^-$). Эта частица наблюдалась также в опытах с пузырьковыми камерами в нейтринных пучках протонных ускорителей ⁹. Приведенное в таблице значение массы получено усреднением всех этих данных.

Доказательство существования показанного в таблице Σ_c^+ -бариона получено в работе ¹⁹, где в пузырьковой камере BEBC, экспонированной в нейтринном пучке, наблюдали событие:

$$\nu + p \rightarrow \mu^- + p + K^- + \pi^0 + \pi^+ + \pi^+.$$

Его удалось описать рождением и последующим каскадным распадом Σ_c^+ -бариона

$$\nu + p \rightarrow \mu^- + \Sigma_c^+ + \pi^+, \quad \Sigma_c^+ \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^0, \quad \Lambda_c^+ \rightarrow K^- + p + \pi^+.$$

Для массы Σ_c^+ -бариона в этой работе получено значение $M_{\Sigma_c^+} = 2247 \pm \pm 4$ МэВ, а для разности масс Σ_c^+ - и Λ_c^+ -барионов значение $M_{\Sigma_c^+} - M_{\Lambda_c^+} = 168 \pm 3$ МэВ.

Первое указание на существование двукратно заряженного очарованного бариона получено в 1975 г. ²⁰ в реакции

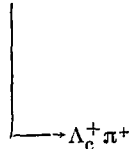
$$\nu + p \rightarrow \mu^- \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-,$$

наблюдавшейся в 7' пузырьковой камере Брукхейвенской лаборатории. Здесь, как и в приведенной выше реакции рождения Σ_c^+ -бариона, изменение заряда и странности адронов связаны соотношением $\Delta S = -\Delta Q$, что является очевидным нарушением правила $\Delta S = \Delta Q$, хорошо выполняющегося в слабых взаимодействиях. Для массы $M_{\Sigma_c^{++}}$ состояния было получено значение 2426 ± 12 МэВ и оно было интерпретировано как состояние очарованного бариона Σ_c^{++} (2426), переходящее затем в состояние Λ_c^+ (2260).

Указания на распад нейтральной частицы Σ^0 ($\sim 2,5$ ГэВ) $\rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^+$ получены в реакции фоторождения, исследованной в работе ²¹, выполненной во FNAL'e.

Подтверждение существования Σ_c^{++} -бариона было получено в 1979 г. в работе ²², выполненной с помощью 15-дюймовой камеры, стоящей в нейтринном пучке. Здесь было найдено 20 событий типа

$$\nu \text{Ne} \rightarrow \mu^- \Sigma^{++} X$$



Мода распада	Число событий	Фон
$\Lambda \pi^+$	8	1,5
$\bar{K}^0 p$	7	2,0
$\Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-$	4	1,5
$\bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-$	1	1

Значения масс, полученные по восьми случаям распада $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$, где отношение сигнал/фон наибольшее, равно

$$M_{\Lambda_c} = 2257 \pm 10 \text{ Мэв} \quad \text{и} \quad M_{\Sigma_c^{++}} - M_{\Lambda_c} = 166 \pm 3 \text{ Мэв.}$$

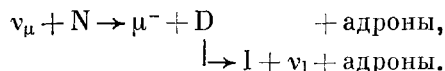
Подводя итог обсуждению таблицы, заметим, что лишь существование D-мезонов, Λ_c^- и Σ_c^{++} -барионов кажется полностью доказанным. Данные о существовании F-мезона основаны на небольшой статистике, а Σ_c^+ -бариион наблюдался в единственном случае.

2. РОЖДЕНИЕ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Прежде чем перейти к опытам по измерению времени жизни очарованных частиц, рассмотрим основные экспериментальные данные о сечениях их рождения при взаимодействии нейтрино, фотонов и протонов большой энергии с ядрами покоящейся мишени *).

а) Рождение очарованных частиц в глубоко неупругих взаимодействиях нейтрино с нуклонами **)

Сечение образования очарованных частиц при взаимодействии нейтрино с веществом было измерено при анализе таких событий, когда в конечном состоянии обнаруживаются два лептона. Основным источником дилептонных событий в глубоко неупругих взаимодействиях является образование очарованной частицы и ее распад, например, реакция



Наблюдение $\mu^- l$ событий в нейтринных взаимодействиях привело к открытию очарованных частиц. В работах ²³⁻³³ было измерено отношение

$$\alpha = \frac{\text{число дилептонных событий}}{\text{число однолептонных событий (заряженные токи)}}.$$

После поправок на эффективность регистрации лептонов, на светосилу детектора и т. п., величину α можно отождествить с вероятностью генерации очарованных частиц, распадающихся по полулептонному каналу. Полученные в указанных опытах значения α приведены в табл. IV.

Анализ этих данных показывает, что коэффициент α слабо растет с энергией нейтрино. Это позволяет усреднить данные, полученные при разных значениях $E_{\nu_{ls}}$ или E_ν . Таким образом, мы получаем, что в нейтринных пучках величина

$$\alpha = (5 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}.$$

В антинейтринных пучках

$$\alpha = (4,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}.$$

Так как относительная вероятность полулептонных распадов очарованных частиц $\sim 8\%$, из этих данных следует, что сечение образования очарованных частиц близко к 6% от полного сечения глубоко неупругих взаимодействий нейтрино с нуклоном.

*) Мы не будем рассматривать рождение очарованных частиц на встречных e^+e^- -или $p\bar{p}$ -пучках, так как прямые измерения времен жизни очарованных частиц производятся с покоящимися мишенями.

**) Подробный обзор этих данных, полученных до конца 1976 г., см. в статье П. Ф. Ермолова и А. И. Мухина, — УФН, 1978, т. 124, с. 385.

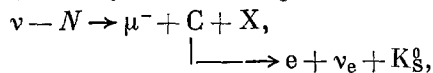
При регистрации дилептонных событий в пузырьковых камерах были замечены распады странных частиц, ассоциированные с этими событиями. Еще в работе ³⁴ сообщалось о наблюдении в камере Гаргамель, работавшей в нейтринном пучке ЦЕРНа, трех дилептонных μ^-e^+ -событий, сопровождавшихся «вилкой» от распада нейтральной частицы. В работе ²⁹ с 17 μ^-e^+ -событиями ассоциировано восемь $K_S^0 \rightarrow 2\pi$ и три $\Lambda^0 \rightarrow p\ell^-$ -рас-

Таблица IV

Вероятность α дилептонных событий в глубоко неупругих взаимодействиях нейтрино с нуклонами

Литература	Пучок, ускоритель	Событие	Метод измерений	Статистика (фон)	E_{vis} или E_ν , ГэВ	$\alpha \cdot 10^3$
23	FNAL, ν	$\mu^+\mu^-$	Адронный калориметр + мюонный спектрометр	14 (2,7)	$\bar{E}_{vis} \sim 55$	9 ± 3
24	FNAL, ν	$\mu^+\mu^-$	То же	18	$E_{vis} \sim 100$	8 ± 3
25	FNAL, $\bar{\nu}$	$\mu^+\mu^-$	» »	7	$40 < E_{vis} < 100$	20 ± 10
26	FNAL	$\mu^+\mu^-$	Адронный калориметр + пробегный мюонный идентификатор + тороидальный магнитный спектрометр	21	$E_\nu \sim 150$	≥ 10
27	CERN, $\nu, \bar{\nu}$	$\mu^+\mu^-$	CDHS-детектор	257 (13 \pm 4%)	$45 < E_\nu < 175$	~ 5
28	FNAL, ν	μ^-e^+	15'-дюймовая пузырьковая камера	17	$E_{vis} > 10$	$7,7 \pm 3$
29	FNAL, $\nu, \bar{\nu}$	μ^-e^+	То же	81	$E_{vis} \leq 100$	$5 \pm 1,5$
30	FNAL, $\nu, \bar{\nu}$	$\mu^+\mu^-$	» »	54 (18)	$\bar{E}_\nu \sim 90$	$3,7 \pm 1$ 5 ± 3
31	FNAL, $\bar{\nu}, \nu$	μ^+e^- μ^-e^+	» »	12 (2) 6 (0,3)	$\bar{E}_{vis} \sim 62$	$3,6 \pm 1,3$ 19 ± 20
32	CERN, $\nu, \bar{\nu}$	$\mu^-\mu^+$, μ^-e^+ , $\mu^+\mu^-$, μ^+e^-	BEBC	16 (2,7) 3 (0,5)		13 ± 4 12 ± 5
33	CERN, $\nu, \bar{\nu}$	$\mu^+\mu^-$	BEBC	21 (6) 11	$E_{vis} > 10$	$3,9 \pm 1,5$

пада, вместе с 81 μ^-e^+ событиями в работе ²⁹ наблюдали 15 K_S^0 и Λ^0 распадов, и т. д. В работе ²⁹, после поправок на эффективность регистрации, средняя множественность K_S^0 частиц, ассоциированных с μ^-e^+ -парами, находится в согласии с рождением одной странной частицы на дилептонное событие; в работе ³³ для этой величины получено значение $1,3 \pm 0,4$. Заметим, что при рождении очарованной частицы в пучке нейтрино, в конечном состоянии можно ожидать появления одной странной частицы, возникающей в реакции полулептонного распада:



тогда как в реакциях с антинейтрино должны возникать две странные частицы: одна в распаде очарованной частицы, — другая при ее рождении, происходящем из «моря» $s\bar{s}$ -пар. Опыт, по-видимому, подтверждает это различие между нейтрино и антинейтрино.

В заключение рассмотрим две камерные работы. В первой из них ³⁴ сечение рождения очарованных частиц было оценено по непосредственным наблюдениям. Работа была выполнена с помощью камеры ВЕВС в широкополосном нейтринном пучке (энергия первичных протонов $E_p = 350$ ГэВ). Среди 6500 взаимодействий ($E_{\nu is} > 5$ ГэВ, $p_\mu > 3$ ГэВ/с) было обнаружено два взаимодействия, для которых конечное состояние было полностью идентифицировано и содержало D^{*+} -мезон.

Оценка вероятности образования D^{*+} , выполненная в этой работе, дала значение

$$\frac{\sigma(\nu p \rightarrow \mu^- D^{*+} X)}{\sigma(\nu p \rightarrow \mu^- + \dots)} = 4,2 \pm 2\%,$$

согласующееся с данными табл. IV.

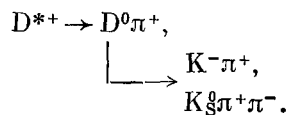
В работе ³⁵, выполненной на 15' пузырьковой камере (Ne/H₂ наполнение), находившейся в широкополосном нейтринном пучке, исследовался спектр инвариантных масс ($K^0_{\pi^+ \pi^-}$). По конечным состояниям, дающим максимум в спектре при $M \sim$ (масса D^0 -мезона), получено следующее значение вероятности рождения D -мезонов, распадающихся по каналу $K^0_{\pi^+ \pi^-}$:

$$\frac{\sigma(\nu p \rightarrow \mu^- D^0 X)}{\sigma(\nu p \rightarrow \mu^- \dots)} = (7 \pm 2) \cdot 10^{-3}.$$

Таким образом, наблюдения дилептонных пар и непосредственное наблюдение очарованных частиц в нейтринных взаимодействиях дают согласующиеся между собой оценки выхода очарованных частиц в нейтринных и антинейтринных взаимодействиях.

б) Рождение очарованных частиц фотонами

Сечение рождения очарованных частиц фотонами измерялось в работах ³⁶⁻³⁸. Выделение очарованных частиц производилось методом измерения инвариантной массы возникающих адронов. Первая работа ³⁶ выполнена во FNALe для быстро падающего спектра фотонов, заключенного в пределах $50 < E_\gamma < 200$ ГэВ, с помощью спектрометра, предназначенного для изучения многочастичных реакций. В этой работе было определено сечение образования (на бериллиевой мишени) пары D^0 и \bar{D}^0 -мезонов (регистрируемых по распадам $D^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp$), оказавшееся равным $\sigma(\gamma N \rightarrow D^0 \bar{D}^0 X) = 700 \pm 300$ нбарн/нуклон. В работе ³⁸, выполненной на нейтральном пучке FNALa с той же аппаратурой, исследовали фотообразование D^{*+} -мезонов, идентифицируемых по распадам:



В этой работе для сечения фотообразования D^{*+} -мезона получено значение

$$\sigma(\lambda p \rightarrow D^{*+} + X) = 118 \pm 49 \text{ нбарн/нуклон},$$

а для сечения инклюзивного рождения D^0 -мезона значение

$$\sigma(\gamma p \rightarrow D^0 + X) = 300 \pm 130 \text{ нбарн/нуклон.}$$

Исследование рождения D^0 -мезонов в реакции $\gamma + p \rightarrow D^0 + X$ было выполнено в ЦЕРНе на Ω' спектрометре с жидководородной

мишенью³⁷. Энергия «меченых» фотонов находилась в пределах 20—70 ГэВ.

Идентификация D^0 -распадов производилась по спектру инвариантных масс ($K^\pm \pi^\mp$) и ($K^\pm \pi^\mp \pi^0$). Полученные результаты заключаются в следующем:

1. Сечение рождения D^0 -мезонов равно (для $40 < E_\gamma < 70$ ГэВ)

$$\sigma(\gamma p \rightarrow D^0 + X) = 525 \pm 140 \text{ нбарн},$$

что составляет около 0,5% полного сечения реакции $\gamma p \rightarrow \text{адроны}$.

2. Показано, что доминирующим является ассоциативное рождение очарованного бариона и D^0 -мезона, а не рождение пары D^0, \bar{D}^0 .

3. Показано, что рождение \bar{D}^0 -мезонов доминирует над рождением D^0 -мезонов, подобно тому как фоторождение K^+ -мезонов преобладает над рождением K^- -мезонов.

Таким образом, рассмотренные опыты дают согласующиеся данные о сечении рождения очарованных частиц. Заметим, что вероятности генерации очарованной частицы фотонами и нейтрино отличаются на порядок (0,5 и 5% соответственно).

в) Рождение очарованных частиц в сильных взаимодействиях

Оценки сечений рождения очарованных частиц в сильных взаимодействиях были получены в опытах двух типов: 1) Beam-dump опыты*), в которых сигналом рождения очарованных частиц было появление лептонов, возникших от их распада (так называемые «мгновенные» лептоны — нейтрино, электроны или мюоны) и 2) прямые опыты, заключающиеся в непосредственном наблюдении рождения и последующего распада этих частиц.

- 1) Beam-dump-опыты. В этих опытах первичный пучок протонов и все обычные нестабильные адроны, распад которых является источником нейтрино (π - и K -мезоны, гипероны) поглощаются в толстой мишени плотного вещества (15—20 ядерных пробегов). Такая мишень уменьшает поток нейтрино в 2—3 тысячи раз по сравнению с условиями обычного

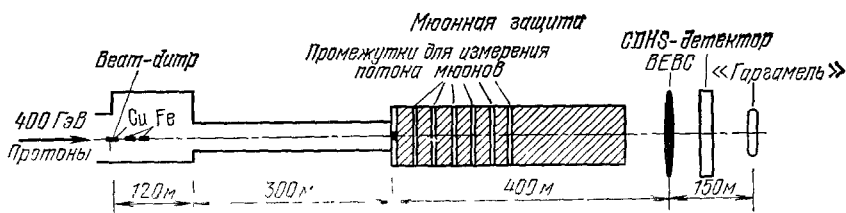


Рис. 5. Beam-dump опыты первого поколения в ЦЕРНе

«Мгновенные» нейтрино регистрировались пузырьковыми камерами BEBC и «Гаргамель» и нейтринным детектором CDHS-коллорабии.

нейтринного пучка, но не мешает наблюдению мгновенных лептонов, возникающих в самой мишени из-за распада короткоживущих частиц. Источником таких лептонов может быть распад очарованных частиц. Таким образом, измерение потока лептонов из beam-dump-мишени может дать оценку сечения рождения этих частиц. Первые опыты такого рода при

*) Beam-dump- мишень — мишень-«свалка», куда сбрасывается пучок.

энергии протонов $E_p = 400$ ГэВ были выполнены на протонном синхротроне ЦЕРНа³⁹⁻⁴¹. В двух опытах^{39, 40} детекторами нейтрино были стоявшие в нейтринном пучке большие пузырьковые камеры BEBC и «Gargamell», в третьем опыте⁴¹ регистрация нейтринных взаимодействий производилась большим нейтринным детектором CDHS сотрудничества *). Расположение мишеней и трех нейтринных детекторов видно на рис. 5. Наиболее важный результат опытов^{39, 40} в том, что потоки электронных

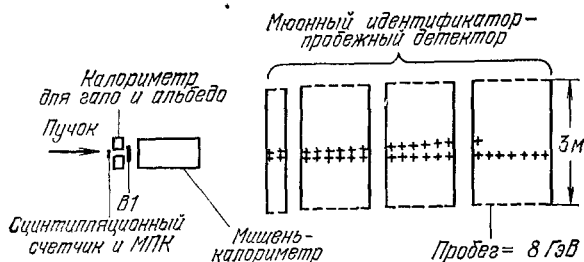


Рис 6. Схема опыта⁵, в котором происходила регистрация мгновенных мюонов. Мишень — калориметр переменной плотности заменяет beam-dump-мишень. Энергия мюонов измеряется по их пробегу.

нейтрино и антинейтрино из beam-dump мишени оказались велики и одного порядка с потоками мюонных нейтрино. Данные, полученные в работе⁴¹ с большим нейтринным детектором, подтверждают вывод о наличии мгновенных нейтрино при значительно большей статистике.

Обратимся теперь к выполненным во FNALе опытам, в которых непосредственно наблюдали прямые мюоны и пары мюонов из мишени, облучаемой протонами с энергией 350 или 400 ГэВ. В этих работах beam-dump-мишень была заменена «живой» мишенью **), представляющей собой ионизационный калориметр. Это дало возможность «видеть» взаимодействия, происходящие в мишени и измерять выделившуюся в ней энергию. Меняя плотность мишени, можно было производить измерения при различных значениях средней плотности. Экстраполяция полученных данных к бесконечно большой плотности мишени позволяет разделить эффект, связанный с мгновенными мюонами и фон от распадов π - и K -мезонов. На рис. 6 показана схема одного из этих опытов⁴⁵. Калориметр-мишень состоит из 49 железных пластин общей толщиной 2,44 м, которые можно было перемещать, обеспечивая тем самым уменьшение плотности калориметра по сравнению с нормальной в 1,75 и 2,5 раза. Между стальными пластинами калориметра располагались сцинтилляционные счетчики. За калориметром стоял мюонный пробежный детектор весом 360 т. Для получения триггерного импульса было необходимо совпадение взаимодействия в калориметре, вызванного первичным протоном, с импульсом от мюона, проникающего по меньшей мере 5,75 м железа. Благодаря большому размеру пробежного детектора такой триггер эффективно отбирает все мюоны с импульсом $p_\mu > 8$ ГэВ, т. е. почти все мюоны, испущенные в переднюю полусферу в СЦМ.

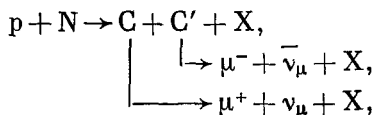
Опыты^{43, 44} были выполнены на значительно более сложной установке, состоявшей из описанного выше калориметра, мюонных идентифи-

*) CDHS-детектор — нейтринный детектор CERN — Dortmund — Heidelberg — Saclé-сотрудничества, содержит 580 тонн железа и соединяет в себе мишень, адронный ливневой детектор и магнитный спектрометр.

**) «Живая» мишень — мишень, позволяющая наблюдать происшедшие в ней взаимодействия. Живая мишень, в которой можно регистрировать вершину взаимодействия или распада, иногда называется вершинным детектором (vertex detector).

торов и тороидального магнитного спектрометра для измерения импульса мюонов.

В работе ⁴⁴ были выполнены измерения энергии, выделяющейся в калориметре при регистрации мгновенных мюонов. Если мюонные пары возникли в полупертоновых распадах очарованных частиц, например, в реакции



то нейтрино унесут из калориметра заметную часть энергии. Результаты этих опытов показаны на рис. 7, где по оси абсцисс отложена плотность калориметра (в обратных единицах), а по оси ординат — число событий с одним или двумя мюонами. Замечательный результат опытов ^{43, 44}

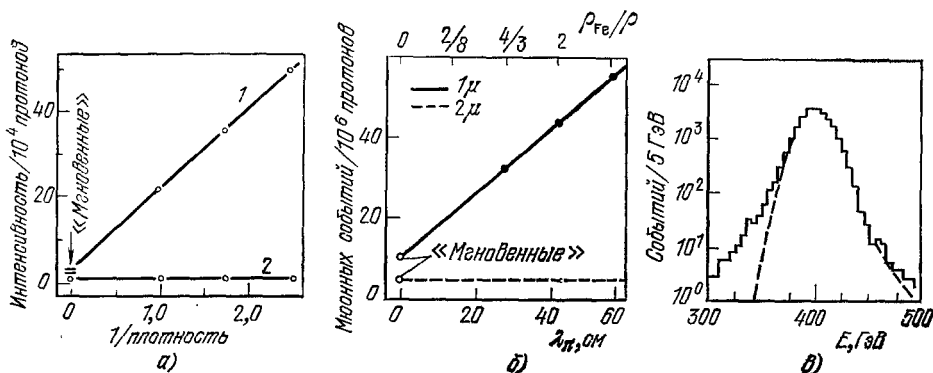


Рис. 7. Результаты трех опытов ⁴³⁻⁴⁵, в которых регистрировались прямые мюоны из мишени-калориметра переменной плотности.

а) Прямые мюоны в опыте ⁴⁶ (1 — события с одним и двумя мюонами, когда хотя бы один из них имеет импульс $p_\mu > 8$ ГэВ/с; 2 — события с двумя мюонами разного знака, когда импульс каждого мюона $p_\mu > 8$ ГэВ/с); б) прямые одиночные (—) и парные (---) мюоны в опыте ⁴³; в) распределение по энергии ($E = E_{\text{калор}} + E_{\mu^+} + E_{\mu^-}$) для взаимодействий с $\mu^+\mu^-$ -парами ⁴⁴ (штриховые линии — распределение по энергии для обычных протонных взаимодействий в калориметре. В димюонных событиях нейтрино, возникающие при распаде очарованных частиц, уносят заметную часть энергии).

в том, что интенсивность двухмюонных событий I_2 не зависит от плотности калориметра, тогда как интенсивность одномюонных событий I_1 уменьшается при увеличении плотности, и экстраполированная к бесконечно большой плотности дает значение, близкое к I_2 .

В работе ⁴⁴ показано, что с мюонными парами действительно коррелирована значительная потеря выделяющейся в калориметре энергии. Отсюда следует, что одновременно с мюонами возникают нейтральные частицы (нейтрино), уносящие из калориметра значительную энергию. Это подтверждает предположение, что наблюдаемые мгновенные мюоны произошли от полупертоновых распадов очарованных частиц.

В 1979 г. в ЦЕРНе были закончены улучшенные ⁴⁷ опыты «второго поколения». Они выполнены с тремя детекторами лептонов: 1) камера BEBC, 2) нейтринный детектор CDHS сотрудничества и 3) нейтринный детектор CHARM-сотрудничества *), в котором в качестве поглотителя использовано 100 т мраморных плит.

Предполагая, что во всех рассмотренных опытах источником мгновенных лептонов является распад $D\bar{D}$ -пар, можно оценить сечение их

*) CHARM — детектор CERN-Heidelberg-Aachen-Rome-Moscow-сотрудничества.

рождения. Полученные значения сечений приведены в табл. V. При оценке сечений возникает некоторая неопределенность из-за необходимости использовать теоретические модели рождения очарованных частиц,

Таблица V

Сечение образования очарованных частиц в beam-dump опытах
и в опытах с «живой» мишенью-калориметром

Лите- рату- ра	Детектор лептонов	Регистрируемые лептоны	$\sigma_{D\bar{D}}$ мкбари/нуклон
39	Пузырьковая камера «Gargamell»	ν_l, ν_μ	320^{+150}_{-120}
40	Пузырьковая камера	То же	$100-400$
41	Нейтринный детектор CDHS-сотруд- ничества	» »	30
41	Пробежный мюонный идентифи- катор + тороидальный магнитный спектрометр	μ^+, μ^-	13—60
41	То же	μ^+, μ^- и энергия, уно- симая нейтрино	7—20
45	Пробежный мюонный идентификатор	Одно- и двухмюонные события $E_\mu > 8$ ГэВ	22 ± 9
Опыты «второго поколения»			
47	Пузырьковая камера BEBC	ν_e	$11 \pm 2,1$
47	Нейтринный детектор CDHS-сотруд- ничества	ν_μ	$22 \pm 6,4$
47	Нейтринный детектор CHARM-со- трудничества	ν_e	$9,3 \pm 4$
		ν_μ	$11,4 \pm 5,1$
			29 ± 9

чтобы совершить переход от ограниченного фазового объема опыта к полному фазовому объему инклюзивного процесса ⁴⁶.

Рассмотрение приведенных в таблице данных показывает, что за исключением самых первых опытов с пузырьковыми камерами в качестве детекторов мгновенных нейтрино, имевших качественный характер и малую статистику, все остальные опыты, в том числе и последний опыт с пузырьковой камерой BEBC, дают согласующиеся результаты: сечение рождения пары очарованных частиц протонами с энергией 350—400 ГэВ оказывается порядка 10—30 мкбари/нуклон. Конечно, в настоящее время неясно, распад каких очарованных частиц регистрируется в этих опытах. Ими могут быть $D\bar{D}$ -пары или другие пары очарованных частиц.

2) Распады очарованных частиц в быстрой пузырьковой камере и стриммерной камере. Описанные выше результаты получены косвенными методами. Недавно они подтверждены в двух опытах, где удалось непосредственно наблюдать распады очарованных частиц, возникающих в сильных взаимодействиях. Один опыт сделан в ЦЕРНе с помощью быстрой пузырьковой камеры ⁴⁸, другой во FNAL со стриммерной камерой в качестве детектора распада ⁴⁹.

Быстрая пузырьковая камера LEBC *) выполнена из лексана, имеет объем 1 литр, диаметр 20 см, глубину 4 см и наполняется жидким водородом. Камера способна совершать 40 расширений за секунду, диаметр пузырьков близок к 40—50 мкм, а среднее расстояние между пузырьками в следе релятивистской частице около 100 мкм. Таким образом, разрешаю-

*) LEBC — Low European Bubble Chamber.

пая способность камеры достаточна для измерения распадных длин, начиная с нескольких десятых мм.

В пробном опыте с камерой LEBC, помещенной в пучок π^- -мезонов с энергией 340 ГэВ («медленный» вывод; его продолжительность 1,2 с. За это время камера успевает совершить ~ 48 расширений), удалось зарегистрировать ассоциированные распады очарованных частиц. За 10 суток работы в июне — июле 1979 г. камера совершила $1,3 \cdot 10^6$ расширений. Было получено 110 000 снимков, содержащих 48 000 взаимодействий π^- -мезонов с протонами. Среди них найдено 20 событий — кандидатов на парное рождение и распад очарованных частиц (8 из них могут быть фоном) и восемь трехлучевых вилок, представляющих собой, по-видимому, D^\pm -распады. При времени жизни очарованных частиц $\sim 5 \cdot 10^{-13}$ с этим событиям отвечает сечение рождения пар очарованных частиц $\sigma \sim 40$ мкбарн (табл. VI). Заметим, что система не содержала никаких

Таблица VI

Сечения рождения очарованных частиц в прямых опытах

Литература	Метод регистрации распадов	Первичные частицы	$\sigma_{\text{сб}}$, мкбарн
48	Камера (водородное наполнение)	π -мезоны, 350 ГэВ	Если $\tau \sim 5 \cdot 10^{-13}$, то $\sigma \approx 40$ мкбарн
49	Стриммерная камера	Протоны, 350 ГэВ	Если $\tau \sim 10^{-12}$ с, то $\sigma \approx 20-50$ мкбарн

устройств для установления природы вторичных частиц и поэтому был возможен лишь топологический анализ событий.

В опыте ⁴⁹ «живой мишенью», в которой наблюдали распад очарованных частиц, служила небольшая стриммерная камера. Ее размеры по пучку — 4 см, ширина 3 см и высота 0,45 см. Камера работала при давлении 24 атм и была наполнена Ne (90%) — H₂ смесью. Она была помещена в пучок протонов с энергией 350 ГэВ (см. рис. 15) и запускалась, если среди вторичных частиц были мюоны. В этом опыте удалось наблюдать 10 короткоживущих частиц (при фоне, оцениваемом в две частицы), распадная длина которых меньше 10 мм, и авторы считают, что это — очарованные частицы, среднее время жизни которых лежит между 10^{-13} и $2 \cdot 10^{-12}$ с. Данные о сечениях рождения, полученные в обоих опытах, приведены в табл. VI.

3) Опыты со сложными эмульсионными камерами. Опыты, выполненные фотоэмульсионным методом, можно разделить на две группы: 1) опыты со сложными эмульсионными камерами и 2) опыты с обычной эмульсией.

Схема одной из эмульсионных камер показана на рис. 8⁵³. Она состоит из «мишени» и «анализатора». Мишень составлена из 34 двойных эмульсионных слоев (д. э. с.) (каждый д. э. с. это люцитовая подложка толщиной 350 мкм, покрытая с обеих сторон 50 мкм слоем эмульсии); площадь слоя $12 \times 9,5$ см², общая толщина мишени 1,7 см. Анализатор составлен из 80 слоев вольфрамовой (или свинцовой) фольги толщиной 300 (500) мкм и д. э. с. нанесенных на полистироловую подложку толщиной 150 мкм. Толщина анализатора достигает 7—8 радиационных длин.

Эта камера хорошо приспособлена для наблюдения мощных ливневых струй, возникающих при взаимодействии частиц высокой энергии

с ядрами эмульсии. Опыты с подобными камерами в космическом излучении были начаты японскими физиками еще в начале 60-х годов.

Отметим достоинства и особенности метода. Электроны и кванты большой энергии легко находятся в такой камере по каскадам, возникающим в фольгах тяжелого вещества и регистрируемым эмульсией. Импульс заряженных частиц измеряется по многократному относительному рассеянию в свинцовых или вольфрамовых фольгах. Это позволяет распространить точные измерения импульса до $\sim 10^9$ эВ/с. Пучок первичных

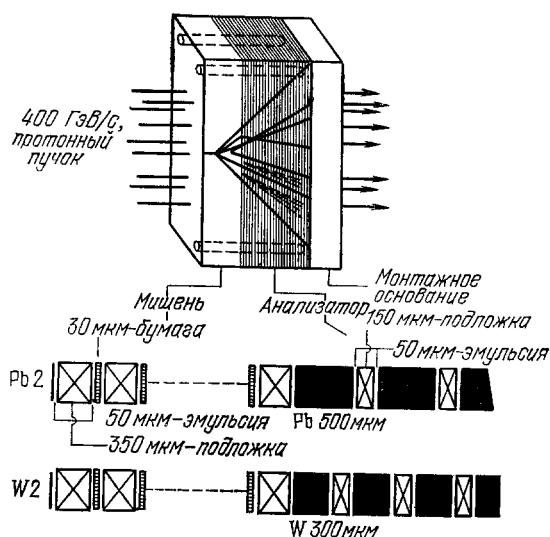


Рис. 8. Схема сложной фотоэмульсионной камеры.

Она состоит из двух частей: «мишени» и «анализатора». В анализаторе между д. э. с. помещены свинцовые или вольфрамовые фольги, его толщина 7—8 радиационных длин. Пучок протонов в опыте на ускорителе направлен перпендикулярно к поверхности слоев.

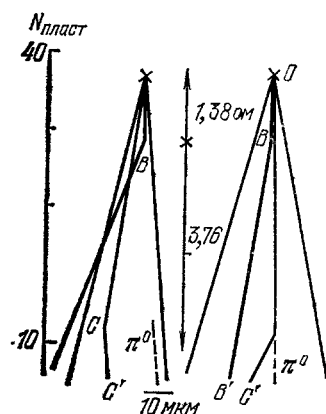


Рис. 9. Схема первого случая рождения и распада очарованных частиц. Это событие наблюдалось в космическом излучении.

частиц падает на эмульсию перпендикулярно к ее поверхности и, проследивая вторичные частицы от слоя к слою, получают не сплошной след, состоящий из последовательности зерен, а последовательность следов, разделенных расстоянием, равным толщине подложки.

Первый интересующий нас результат, полученный этим методом, относится к 1971 г.⁵⁰ При поисках ливневых струй, созданных космическим излучением, была обнаружена звезда, сопровождавшаяся мощным электронным каскадом. Среди вторичных частиц звезды (рис. 9) найдены два следа, на каждом из которых виден излом («колено»), находящийся на расстоянии 1,38 и 4,88 см от центра звезды. После излома, отвечающего предполагаемому распаду, следы просматриваются на расстоянии порядка семи радиационных длин. При этом не обнаружено заметных взаимодействий и, следовательно, следы не могут принадлежать электронам. С одним из изломов пространственно коррелирован электромагнитный ливень от распада π^0 мезона большой энергии. Результаты анализа этого распада приведены в табл. VII, где указана предполагаемая схема распада, масса распадающейся частицы и ее время жизни.

Подробное рассмотрение этого события выполнено в работе⁵¹, где показано, что для его интерпретации необходимо принять гипотезу парного рождения частиц с новым квантовым числом.

Второй случай парного рождения и распада короткоживущих заряженных частиц описан в работе ⁵², также выполненной в космическом излучении. Массы обеих частиц лежат в пределах 1,55—2,10 ГэВ/с², а их времена жизни близки к $6 \cdot 10^{-13}$ и $4 \cdot 10^{-12}$ с. Из этих данных трудно, однако, извлечь оценку сечения рождения очарованных частиц. С этой точки зрения больший интерес имеют результаты, полученные на ускорителе во FNALe, где сложные эмульсионные камеры были облучены

Таблица VII

Анализ первого случая парного рождения очарованных частиц

Предполагаемая мода распада	Мх, ГэВ/с ²	τ, с
$X^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^\pm$	1,78	$2,2 \cdot 10^{-14}$
$X^0 \rightarrow \pi^0 + p$	2,95	$3,6 \cdot 10^{-14}$

в пучке протонов с энергией 400 ГэВ. Просмотр обнаружил два события ⁵⁴, ⁵⁵, интерпретированные как парное рождение нейтральных частиц и их распад. Анализ событий показывает, что одно из них может быть рождением пары D^0 - и \bar{D}^0 -мезонов, или пары нейтральных очарованных барионов, или ассоциированным рождением очарованных мезона и бариона. Второе событие является парным рождением D^0 - и \bar{D}^0 -мезонов. Для времени жизни этих четырех нейтральных частиц получены следующие оценки:

$$\begin{aligned} \tau_1 &\approx (3-4) \cdot 10^{-14} \text{ с}, & \tau_2 &\approx 1,2 \cdot 10^{-12} \text{ с}, \\ \tau_3 &\approx (2,7-4,4) \cdot 10^{-13} \text{ с}, & \tau_4 &\approx (2,8-4,2) \cdot 10^{-13} \text{ с}. \end{aligned}$$

Два рассмотренных события были обнаружены при изучении 1637 взаимодействий первичных протонов с ядрами эмульсии. Авторы дают следующую оценку для сечения ассоциированного рождения очарованных частиц в столкновениях протон — нуклон

$$\sigma(pp \rightarrow \bar{c}c) = \frac{2 \pm \sqrt{2}}{1637 (0,7)^2} \times 33 \cdot 10^3 = 80 \pm 60 \text{ мкбарн/нуклон};$$

здесь $33 \cdot 10^3$ — полное сечение взаимодействия протон — нуклон, 0,7 — коэффициент, характеризующий эффективность регистрации. Если предположить, что сечение ассоциированного рождения пропорционально массовому числу A , вместо 80 ± 60 мкбарн получим 30 ± 20 мкбарн.

4) Поиски распадов в обычной эмульсии. В работах ⁵⁶⁻⁶² распады очарованных частиц искали, наблюдая вилки или резкие изломы траекторий в близкой окрестности звезд, созданных протонами и пионами большой энергии. Поиск распадов производился в переднем конусе вторичных частиц, на расстояниях от звезды, не превышающих 0,6 мм. Отбор звезд был несмещенным (лишь в работе ⁵⁹ отбирались взаимодействия с небольшой множественностью). Во всех этих работах (104 360 звезд) не было обнаружено парного рождения короткоживущих частиц. Из работы ⁵⁸ следует, что верхний предел сечения парного или ассоциированного рождения частиц с временем жизни $\sim 3 \cdot 10^{-15} - 10^{-13}$ с

$$\sigma < 1,5 \text{ мкбарн/нуклон при } 90\% \text{-ном уровне достоверности.}$$

Возникает вопрос: почему в этих работах не обнаружено ни одного случая парного рождения очарованных частиц, хотя при сечениях $\sim 10-50$ мкбарн/нуклон их число должно было быть порядка десяти.

Этот вопрос рассматривался в работе ⁶³. Автор пришел к выводу, что объяснение в том, что время жизни очарованных частиц либо слишком мало ($\tau < 10^{-15}$ с), либо слишком велико ($> 10^{-12}$ с). В первом случае распады неразрешимы из-за малости распадных длин, во втором случае частицы уходят из зоны поиска, не успев распасться. В настоящее время мы знаем, что времена жизни очарованных частиц лежат в пределах $10^{-13} - 10^{-12}$ с. Ответ на поставленный вопрос, возможно, в том, что в сильных взаимодействиях очарованные частицы рождаются с относительно большими энергиями и из-за большого значения лоренц-фактора имеют большие распадные длины. (Большая часть поисков в работах, указанных в таблице, выполнена для распадных длин, меньших 300 мкм.)

В некоторых рассмотренных работах были найдены кандидаты в распады одиночных очарованных частиц. Для оценки достоверности этих случаев напомним, что передний конус вторичных частиц, в котором производились поиски распадов, загружен ливневыми частицами и далитцевскими e^+e^- -парами от распада π^0 -мезонов. Именно по этой причине в работах ^{56, 57} (78 000 звезд) не рассматривались вилки и изломы следов с углом раствора (отклонения) $\theta < 3^\circ$. Авторы этих работ не находят возможным утверждать, что найденные ими кандидаты в распад с углом $\theta > 3^\circ$ реальны. Анализ показывает, что они могут быть объяснены фоном следующего происхождения: «белые» звезды, созданные протоном или нейтроном, образование пар, распады странных частиц и т. п. В работах ⁵⁸⁻⁶² ограничений по углу θ не было. В работе ⁵⁸ было отобрано 140 случайных звезд и прослежено 1400 следов вторичных частиц, общей длиной 3,2 м. Кандидатов на распад короткоживущих частиц не обнаружено.

В работе ⁵⁹ на расстоянии 194 мкм от центра звезды типа $(1 + 4)p$ была обнаружена V-образная вилка с углом раствора 2° . Один след вилки принадлежит электрону, другой адрону ($p_1 = 75$ МэВ/с, $p_2 = 9,4$ ГэВ/с) и авторы рассматривают это событие как возможное указание на лептонный распад очарованной частицы. Четыре кандидата в лептонные распады были обнаружены в работах ^{60, 61} при общей статистике в 23 900 звезд, и девять кандидатов в распады в работе ⁶² при статистике в 1120 звезд. Подводя итог, отметим, что все эти случаи одиночного рождения получены в условиях большого фона, причем отделение эффекта от фона и полный анализ событий невозможны. Все это уменьшает ценность полученной информации: оценки сечений рождения и времени жизни на основании этих данных вряд ли возможны.

г) Сравнение вероятности генерации очарованных частиц в νp -, γp - и $p p$ -взаимодействиях

Рассмотрим теперь отношения

$$W = \frac{\text{сечение генерации очарованных частиц,}}{\text{полное сечение взаимодействия}}$$

характеризующее вероятность наблюдать очарованную частицу. В рассмотренных выше условиях опытов величина W имеет следующие порядки величины:

Пучок	W
Нейтрино	$\sim 5 \cdot 10^{-2}$
Фотоны	$\sim 5 \cdot 10^{-3}$
Протоны	$\sim 10^{-3}$

Из этих данных следует, что глубоко неупругие нейтринные взаимодействия оказываются наиболее подходящим объектом для опытов по измерению времени жизни. Разумеется, недостатком этих опытов является малое сечение рождения очарованных частиц, близкое к 10^{-38} см². Это приводит к большой массе эмульсионной мишени, большому времени облучения и, как следствие, к накоплению значительного фона посторонних событий. Как будет видно дальше, оказалось вполне возможным осуществить целеуказание и измерение времени жизни при фоторождении очарованных частиц, тогда как решение такой задачи для сильных взаимодействий требует новых экспериментальных методов.

3. ОПЫТЫ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

а) Опыты в нейтринных пучках

Мы рассмотрим здесь выполненные, выполняющиеся и проектируемые опыты. В большинстве опытов мишенью, в которой происходит рождение и распад очарованных частиц, является эмульсия и лишь в двух случаях — быстрая пузырьковая камера и стриммерная камера высокого разрешения. Вторичные частицы из взаимодействий и частицы — продукты распада анализируются с помощью таких детекторов, как много-частичные спектрометры или большие пузырьковые камеры. Траектории частиц, восстановленные соответствующим детектором должны быть экстраполированы в эмульсионную мишень. Погрешность этой экстраполяции определяет область целеуказания, в которой производится поиск первичного взаимодействия и распадов вторичных частиц. Таким образом, опыты с вершинной мишенью — эмульсией должны соединить высокую разрешающую способность эмульсии для измерения малых распадных длин с возможностями современных методов идентификации распадных частиц по магнитному отклонению, ионизиющей способности, времени пролета, поведению в ионизационном калориметре, в мюонном идентификаторе, в блоках свинцового стекла и т. п. системах. Начнем с опытов в нейтринных пучках, где были получены почти все данные о времени жизни очарованных частиц. Заметим, что первый опыт, давший возможность увидеть нейтринные взаимодействия в эмульсии, был выполнен еще в 1964 г. ⁶⁴.

1) Опыт FNAL E247 ^{65, 66}. Этот опыт был выполнен во FNAL в 1976—1978 гг. Он позволил впервые увидеть распад очарованной частицы в эмульсии ^{65, 66}. Установка (рис. 10) находилась в том же нейтринном пучке, что и 15'-дюймовая пузырьковая камера, на расстоянии 50 м от нее, и состояла из эмульсионной мишени и систем, осуществлявших целеуказание и идентификацию частиц.

Эмульсия (17 литров) была разделена на шесть стопок, составленных из 1900 эмульсионных слоев площадью $7,3 \times 20$ см² и толщиной 600 мкм. Короткая сторона эмульсионной стопки (7,3 см) была направлена по пучку, стопки были смонтированы на массивной плите из алюминиевого сплава. За эмульсией, по пучку, расположена система целеуказания: широкозасорные искровые камеры WG (два зазора шириной по 15 см). За этими камерами стояли ливневой детектор (четыре узкозасорные искровые камеры 1—4, разделенные сцинтилляционными счетчиками S_{1-4} и слоями свинца L_{1-5}), и мюонный идентификатор, регистрировавший испущенные вперед (в направлении нейтринного пучка) мюоны с импуль-

и мюонного идентификатора. Магнитное поле (6Т) спектрометра создается сверхпроводящим магнитом SCM-104. Траектории частиц в спектрометре регистрируются дрейфовыми камерами (12 камер DCI на входе и восемь камер DCM на выходе спектрометра). Разрешающая способность дрейфовых камер ~ 140 мкм, точность измерения импульса $\Delta p/p = 0,015 \pm \pm 0,005p$ для частиц, проходящих обе системы камер, и $\Delta p/p > 0,3p$ для частиц, испущенных под большими углами, когда используются только первая система камер и рассеянное поле магнита (p — в ГэВ/с). Ливневой детектор предназначен для измерения энергии γ квантов, возникших от распада π^0 -мезонов. Он состоит из 68 блоков свинцового стекла

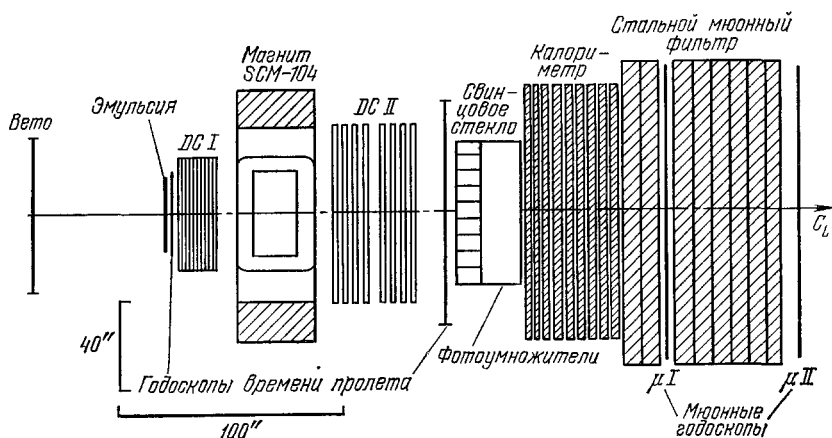


Рис. 11. Схема опыта E 531^{68, 69}.

Показаны эмульсионная мишень, магнитный спектрометр, калориметр, стена счетчиков из свинцового стекла, мюонный идентификатор, годоскопические системы счетчиков для измерения времени пролета и для идентификации мюонов.

размером $19 \times 19 \times 30$ см³. Точность измерения энергии γ -квантов $\Delta E/E = 1,1/\sqrt{E}$ (E в ГэВ). Адронный калориметр измеряет полную энергию заряженных и нейтральных адронов. Он состоит из пяти слоев железа толщиной 10 см, разделенных четырьмя вертикальными сцинтилляторами.

Мюонный идентификатор обеспечивает уверенное выделение мюонов при импульсах $p_\mu > 4$ ГэВ/с. Он содержит два блока железа толщиной 1,2 и 2,9 м и сцинтилляционные годоскопы, расположенные за первым и вторым блоками. Система измерения времени пролета имеет разрешения $1,60 \cdot 10^{-10}$ с. Она позволяет разделять π - и K -мезоны с импульсом до 2,2 ГэВ/с и идентифицировать протоны с импульсом до 4,5 ГэВ/с.

Эмульсионная мишень собрана из слоев двух типов: обычных слоев толщиной 600 мкм, и из двойных эмульсионных слоев. Последние представляют собой тонкую (70 мкм) полистироловую подложку, с обеих сторон которой нанесены слои эмульсии (толщиной по 830 мкм). Эмульсионная мишень содержит 23 литра эмульсии, заключенной в объеме $86 \times 71 \times 5$ см³, и разделена на 39 модулей, которые можно вынимать для проявления по мере накопления целеуказаний. Нижняя часть мишени содержит 27 модулей по 68 д. э. с. в каждом. Размер модуля $12 \times 9,5 \times 5$ см³, и модули ориентированы так, что пучок нейтрино перпендикулярен к поверхности д. э. с. и параллелен 5 см стороне модуля. Верхняя часть мишени состоит из 12 модулей (около 10 л эмульсии), собранных из обычных слоев, площадью 5×14 см². В модуле 177 таких слоев.

Пучок нейтрино лежит в плоскости слоев и параллелен 5 см стороне слоя. Особенностью опыта является наличие сменных двойных эмульсионных слоев (800 мкм полистирола, покрытых с обеих сторон 75 мкм слоем эмульсии). Эти слои располагаются непосредственно за эмульсионными камерами (по пучку), плоскость слоев перпендикулярна к пучку нейтрино. Целеуказание, осуществляемое дрейфовыми камерами, дает точки пересечения траектории со сменным д. э. с. Фон частиц из эмульсии «вперед» слишком велик, и возможность менять слои уменьшает накопленный фон. Слои меняются через ~ 2 суток, что сводит фон до ~ 2000 следов/см². Четыре небольших, хорошо коллимированных источника Fe⁵⁵, постоянно находящиеся в каждом модуле, образуют небольшие точки на сменных д. э. с., создавая систему координат, связанную с модулями.

В этом опыте зарегистрировано наибольшее число распадов очарованных частиц. При эффективности целеуказания, близкой к 65%, здесь было обнаружено к началу 1980 г. 685 взаимодействий в эмульсии. Окрестность найденных нейтринных звезд была просмотрена следующим образом: поиски распадов нейтральных частиц производились в цилиндре радиусом 300 мкм и высотой 1000 мкм (по пучку нейтрино, от центра звезды); вторым методом поиска было прослеживание траекторий от точки выхода из эмульсии обратно к звезде. Распады заряженных частиц искали в конусе высотой 6 мм и углом раствора $\pm 20^\circ$, а также обратным прослеживанием. В этом опыте найдено 18 однозначно идентифицированных событий ($7D^0$, $5D^\pm$, $2F^\pm$ и $4A_c^\pm$), характеристики которых приведены в гл. 6.

Перейдем к описанию опытов, в которых эмульсия используется совместно с большими пузырьковыми камерами.

4) Опыт FNAL E564: эмульсия внутри 15-футовой пузырьковой камеры. Этот опыт выполняется экспериментальными группами из США, СССР и ПНР⁷⁰. Эмульсия помещена непосредственно внутри 15-футовой пузырьковой камеры, наполненной дейтерием. Для этого опыта в СССР была изготовлена специальная эмульсия BR2, сохраняющая чувствительность при криогенных температурах. 22 литра такой эмульсии были разделены на 22 модуля. Два запаянных контейнера из нержавеющей стали содержали по 11 модулей и были закреплены на входном фланце внутри камеры. Система крестов на поверхности контейнеров, обращенной в камеру, служила для связи координатных систем камеры и эмульсии. К середине 1980 г. в этом опыте было просмотрено около 400 целеуказаний и найдено по ним 50 нейтринных взаимодействий в эмульсии. Данные об обнаруженном в этом опыте распаде очарованного F-мезона⁷⁰ приведены ниже в табл. XII и в подписи к рис. 18.

5) Опыт CERN WA17: эмульсия перед камерой BEBC⁷¹⁻⁷⁴. Схема этого опыта показана на рис. 12. Большие стопки эмульсии «Илфорд-K5» и G5 (3150 слоев площадью $20 \times 8 \times 0,06$ см³; 10,5 литров в первой, 20 литров во второй экспозиции) были установлены перед входным окном камеры, работавшей при водородном наполнении, в магнитном поле 3,5 Тл. Система счетчиков VCS состояла из скинцилляционных счетчиков V и C и многонитной пропорциональной камеры (1024 нити). Это камера, покрывающая входное окно BEBC, позволяет связать систему отсчета BEBC с системой отсчета эмульсии. С этой целью через камеру BEBC было пропущено 2600 мюонов большой энергии из нейтринного пучка.

Положение камеры D в системе ВЕВС (и, соответственно, эмульсионных стопок в системе ВЕВС) определено с точностью 3 мм по пучку и 0,3 мм в перпендикулярных направлениях. Система счетчиков VCS позволяла также установить временную корреляцию (по времени пролета) с внешним мюонным идентификатором (ЕМІ) камеры ВЕВС.

В этом опыте проведено два сеанса облучений в широкополосном нейтринном пучке большого протонного синхротрона. Спектр нейтрино этого пучка имеет максимум при 25 ГэВ и простирается до 150 ГэВ. Во время облучения на мишень, генерирующую нейтрино, было подано $\sim 10^{18}$ протонов с энергией 350 ГэВ. В опыте просмотрено 206 000 снимков в поисках таких событий, когда из стенки камеры ВЕВС выходит не менее трех частиц, траектории которых, экстраполированные в эмульсию, сходятся в «точку»; по крайней мере одна из этих частиц должна

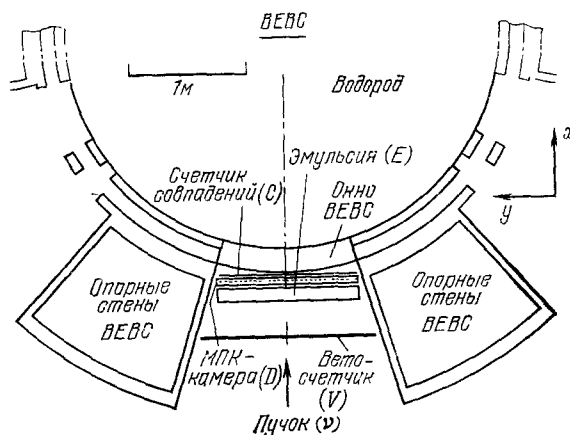


Рис. 12. Схема опыта с камерой ВЕВС ⁷¹⁻⁷⁴.

Перед входным окном камеры, стоящей в нейтринном пучке большого протонного синхротрона ЦЕРНа, размещены эмульсия и система счетчиков и многонитных камер. Последние служат для связи координатных систем эмульсии и камеры ВЕВС.

иметь импульс, больший 3 ГэВ/с. Число полученных целеуказаний равно 935, из них 533 целеуказания, связанных с заряженным током (СС) и 412 с нейтральным (NC). Поиск целеуказаний был выполнен для всех СС и для 60% NC событий. В эмульсии было найдено 214 взаимодействий и обнаружено восемь распадов очарованных частиц (три заряженные и пять нейтральных). Два распада заряженных частиц видны как резкие изломы траекторий («колена»). В четырех случаях распадающиеся частицы идентифицированы: три из них оказались D^0 -мезонами, одна очарованным заряженным барионом. Характеристики этих распадов приведены в гл. 5.

б) Опыт с Ω' -спектрометром в пучке меченых фотонов ^{75, 76}

В этом опыте эмульсия была мишенью Ω' спектрометра ЦЕРНа (рис. 13). Спектрометр работал в пучке меченых фотонов большого протонного синхротрона, их энергия лежала в интервале 20—70 ГэВ. С помощью механического устройства одиночные слои эмульсии вводились в пучок фотонов и после нескольких импульсов ускорителя, соответствующих дозе $\sim 10^6$ меченых фотонов, убирались из пучка. Слои эмульсии были наклонены под углом 5° к пучку, таким образом длина пучка в эмульсии составляла 6 мм. Всего было экспонировано около 6000 слоев размером $20 \times 5 \times 0,06$ см (306 литров эмульсии BR2). Для целеуказания управляющий импульс спектрометра отбирал события с множественностью заряженных частиц равной или большей трех. Всего в этом опыте спектрометром зарегистрировано 160 000 событий, а в эмульсии найдено

1400 взаимодействий. Таким образом, обработана лишь небольшая часть доступного материала ⁷⁶.

Замечательным результатом этого опыта является то, что большая часть наблюдавшихся очарованных частиц возникла при парном или ассоциированном рождении. Одно такое событие показано на рис. 14. Здесь в первичном взаимодействии фотона с ядром эмульсии возникли D-мезон и Λ_c -барион. В работе ⁷⁶ приведено шесть случаев рождения пары очарованных частиц. Данные о временах жизни, полученные в этом

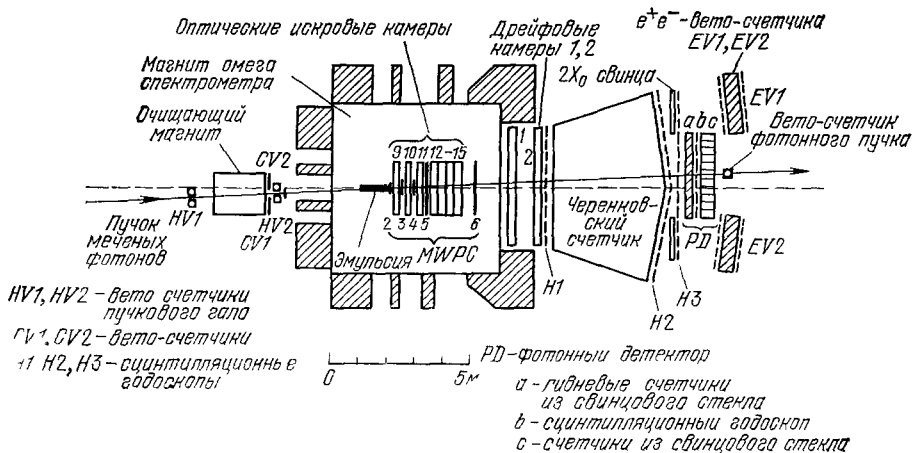


Рис 13. Опыт в пучке меченых фотонов ЦЕРНа ⁷⁵, ⁷⁶.

В жидководородной мишени в спектрометр помещена эмульсионная мишень, представляющая собой слой эмульсии. Она вводится в пучок механическим устройством и убирается после нескольких импульсов ускорителя. На схеме показаны искровые камеры в зазоре магнита, дрейфовые камеры на выходе магнита, черенковский счетчик, фотонный детектор-спектрометр.

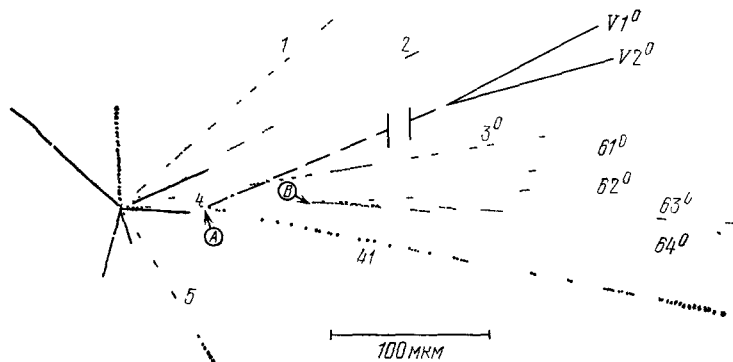


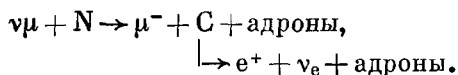
Рис 14 Ассоциированное рождение очарованного бариона и мезона в опыте с Ω' -спектрометром в пучке меченых фотонов.

В первичном взаимодействии фотона с ядром эмульсии родились две очарованные частицы Λ_c^+ -барион и D^0 -мезон. На расстоянии 50 мкм от первичной звезды происходит распад $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+$. Распад Λ^0 -гиперона (невидимый след нейтральной частицы показан пунктиром) зарегистрирован Ω' -спектрометром. D^0 -мезон распадается на расстоянии 124 мкм от звезды на четыре частицы. Распадные времена равны (в 10^{-13} с) $0,88 \pm 0,01$ и $0,57 \pm 0,02$ для D^0 -мезона и Λ_c^+ -бариона, соответственно.

В опыте, приведены в сводных таблицах гл. 6. (Только четыре частицы из 12 можно было отождествить; шесть частиц не оставили никакой информации в Ω' -спектрометре, для остальных двух частиц информация недостаточна для определения массы и распадного времени частицы.)

в) Измерения времени жизни при больших лоренц-факторах

Распадная длина увеличивается за счет релятивистского растяжения времени и распадный путь очарованной частицы может быть измерен в обычной пузырьковой камере, если энергия частицы велика. Этим методом удалось измерить время распада трех очарованных частиц в 15-дюймовой пузырьковой камере FNAL, находившейся в пучке нейтрино (средняя энергия $E_\nu \sim 90$ ГэВ). Очарованные частицы идентифицировались по полулептонным модам распада. Для этого отбирались дилептонные события с μ -мезоном и позитроном в конечном состоянии. Источником таких событий является реакция



Среди 12 000 взаимодействий типа CC было отобрано 89 дилептонных событий, из которых 54 были димюонными ($\mu^-\mu^+$) и 35 мюон-позитронными ($\mu^-\mu^+$).

В четырех событиях последнего типа вблизи вершины нейтринного взаимодействия видна другая вершина, которую можно интерпретировать, как распад очарованной частицы. В одном случае виден распад заряженной частицы, в двух — распад нейтральных частиц. В последнем (четвертом) случае след распадающейся частицы затенен струей частиц, и ее заряд установить невозможно. Распадные длины лежат в пределах 6—11 мм и измеряются с 10—20% точностью. Распад заряженной частицы согласуется со схемой $D^+ \rightarrow e^+ K^- \pi^+ \nu$, две нейтральные частицы являются кандидатами на $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu$ распады.

Имея в виду, что найденные распады являются малой частью ансамбля в 89 дилептонных событий, для которых распадные длины слишком коротки, чтобы быть видимыми, авторы получили следующие оценки среднего времени жизни очарованных мезонов:

$$\tau_+ = (2,5^{+3,5}_{-1,5}) \cdot 10^{-13} \text{ с} \quad \text{и} \quad \tau_0 = (3,5^{+3,5}_{-1,5}) \cdot 10^{-13} \text{ с}.$$

г) Проекты новых гибридных опытов

Рассмотрим теперь проекты опытов, находящиеся в состоянии осуществления. Они предназначены для наблюдения распадов короткоживущих частиц, возникающих в сильных и электромагнитных взаимодействиях.

1) Опыт группы Япония — Корея — Канада — США⁷⁸. Успех опыта E 531 сделал возможным проект более сложного спектрометра для получения большой статистики распадов очарованных частиц и поисков распадов В-частиц. Спектрометр состоит из обычных элементов: магнитного спектрометра, детектора γ -квантов, адронного калориметра, тороидального магнитного спектрометра и мюонного идентификатора. Он будет работать в пучке пионов большой энергии, где сечение образования очарованных частиц имеет порядок 10 мкбарн/нуклон, а ожидаемое сечение образования В-частиц на 2—3 порядка меньше. В работе предполагают использовать около 50 л эмульсии, разделенной на модули размером 10×10 см², которые будут последовательно, один за другим, экспонироваться в течение 1—2 часов. Модуль должен быть смонтирован на прецезионном столе с электронным управлением, который обеспечивает точное смещение эмульсии после нескольких импульсов

ускорителя, с тем чтобы пучком была последовательно освещена вся поверхность эмульсионной стопки. Электронная часть установки должна обеспечить опознавание первичной частицы, вызвавшей взаимодействие и даже пространственное разделение двух вершин взаимодействия и распада. Обычные дрейфовые камеры не обладают достаточной разрешающей способностью (среднее расстояние между следами первичных частиц в пучке ~ 40 мкм) и успех этого опыта связан со специально разработанными для этой цели кремниевыми полупроводниковыми детекторами^{79, 80}. Они представляют собой тонкую пластинку, вырезанную из монокристалла перпендикулярной к оси 111; на одну поверхность пластинки нанесен тонкий слой золота, на другую тонкий слой алюминия, на котором после травления можно создать проводящие полоски, расстояние между которыми равно 40 мкм. Такие детекторы, диаметром 8 см и толщиной 0,4 мм, должны обеспечить в спектрометре измерение координат следов с точностью ~ 20 мкм.

В этом опыте, который начнется в конце 1983 г., предполагают измерить более 1000 распадов очарованных частиц и около 30 распадов В-частиц, если сечение их образования ~ 100 нбарн.

2) Гибридный опыт с быстрой пузырьковой камерой — детектором распадов^{81, 82}. В этом проекте^{81, 82} быструю пузырьковую камеру типа камеры LEBC используют в качестве живой мишени для детектирования распадов в опыте на большом европейском спектрометре EMS. Спектрометр обеспечивает точные измерения импульсов заряженных частиц и энергии сопровождающих фотонов, и предназначен для изучения многочастичных реакций. Гибридная система, состоящая из мишени — камеры LEBC и EMS спектрометра, будет работать в пучке протонов и пионов с энергией 350—400 ГэВ. Цель этого опыта — изучение механизма рождения очарованных частиц адронами и измерение их времени жизни.

По-видимому, применение быстрых пузырьковых камер откроет новые возможности для изучения рождения и распадов короткоживущих частиц в сильных взаимодействиях.

3) Гибридный опыт со стримерной камерой — детектором распадов^{49, 83}. Другим методом реализации «живой мишени» для наблюдения распадов очарованных частиц, рожденных в сильных взаимодействиях, может быть стримерная камера с хорошим пространственным разрешением. В работе⁴⁹ с помощью такой камеры удалось наблюдать распады очарованных частиц. Напомним, что стримерная камера, с ее малым временем памяти и малым мертвым временем допускает электронное управление со сложным и гибким триггером. Она может работать в интенсивных пучках заряженных и нейтральных частиц и, по-видимому, после некоторых измерений будет успешно использована в качестве «живой мишени». Улучшения разрешающей способности камеры связаны с уменьшением дрейфа электронов. С этой целью давление газа в камере будет поднято до 40 атм, газ будет охлажден, время задержки высоковольтного импульса уменьшено, а электронно-оптическая часть камеры будет усовершенствована. Эти меры позволят довести ширину следов до ~ 35 мкм. В осуществляемом в настоящее время проекте показанная на рис. 15 установка будет дополнена тороидальным магнитным спектрометром для измерения импульса мюонов и сложной системой годоскопов и счетчиков. Такой гибридный спектрометр предполагают использовать в нейтронном пучке с интенсивностью до $\sim 10^8$ нейтронов/импульс с целью изучения рождения и распада очарованных частиц и В-частиц.

4) Опыт с многослойной полупроводниковой «живой» мишенью^{79, 80}. Мы упоминали выше (п. 1 в разделе г) гл. 3), что применение кремниевых полупроводниковых «многоклеточных» камер позволит определять координаты частиц в спектрометре с точностью, значительно превышающей точность дрейфовых камер. Другим применением таких тонких полупроводниковых детекторов в нашей проблеме является создание живой мишени, состоящей из нескольких десятков полупроводниковых детекторов, соединенных в стопку. Каждый слой детектора работает как ионизационная камера. Амплитуда импульса в камере пропорциональна числу проходящих через нее релятивистских частиц

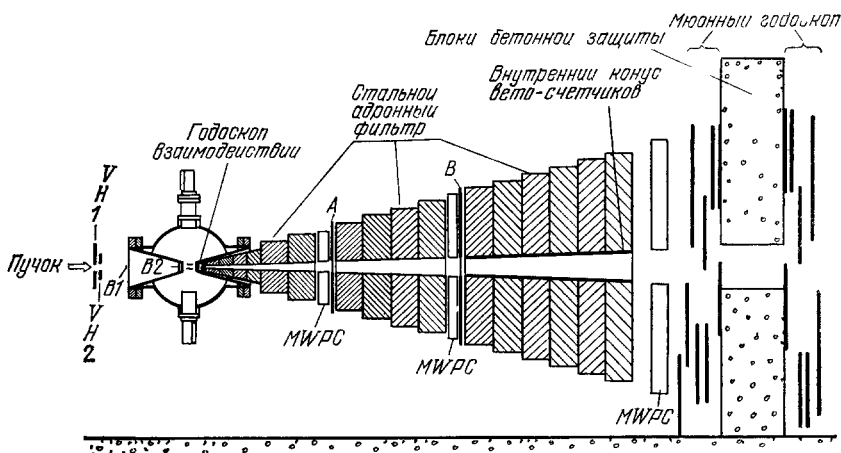


Рис. 15. Установка для наблюдения распадов очарованных частиц, рожденных при взаимодействии протонов с газом стримерной камеры.

Управляющий импульс возникал от прохождения мюона большой энергии, родившегося при распаде очарованной частицы, через поглотитель

и такая мишень — стопка дает возможность проследить нарастание числа заряженных частиц от слоя к слою и опознать слой, где произошло внезапное увеличение множественности, отвечающее многочастичному распаду. Этот метод используется на большом магнитном спектрометре FRAMM в ЦЕРНе, где изучается фоторождение очарованных частиц. Первые результаты, полученные этим методом, заключаются в опознании многочастичных событий в спектрометре, связанных с рождением и распадом очарованных частиц. Дальнейшим развитием метода явится определение распадной длины по номеру слоя, в котором начался скачок ионизации.

4. ТОЧНОСТЬ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЦЕЛЕУКАЗАНИЙ

Рассмотрим здесь вопрос о точности и эффективности целеуказаний. Соответствующие данные по трем опытам^{66, 68, 69, 72} приведены в табл. VIII, где показаны число предсказанных и найденных взаимодействий, эффективность целеуказания (равная отношению этих чисел) и точность предсказания координат точки, где произошло взаимодействие, и углов вылета вторичных частиц.

Из таблицы следует, что точности предсказания приблизительно одинаковы во всех этих опытах: разброс по пучку близок к ± 10 мм, разбросы координат в перпендикулярных направлениях составляют ± 1 мм, и разброс в предсказаниях углов близок к 1—1,5%

Эффективность целеуказания в рассматриваемых опытах равна соответственно 19, 28 и 64%. Одной из причин потери предсказанных случаев является рассеяние частиц в блоке эмульсии. В работе ⁶⁶ протяженность

Таблица VIII

Точность и эффективность целеуказаний

Лите- рату- ра	Число взаимодействий		Эффектив- ность целе- указания, %	Стандартное отклонение, мм, град				
	предсказано	найдено		Δx	Δy	Δz	$\Delta\theta$, глубина	$\Delta\varphi$, азимут
⁶⁶	194	37	19	10	1,2	1,4	$\sim 1,2$	$\sim 1,0$
⁷²	770	214	28	8	1	1	$\sim 1,7$	$\sim 1,5$
^{68, 69}	1077	685	64	8,5	0,95	0,70		
^{75, "6}			~ 50				$\sim 1,5$	$\sim 0,5$

эмульсии по пучку составляет 7,3 см, в работе ⁶⁷ — 10 см. Разделив эти величины на четыре зоны, мы получим следующее распределение найденных взаимодействий по толще эмульсии:

\rightarrow	4	10	9	14	7,3 см
ν	1	0	5	2	10 см

Во второй части камеры в обоих опытах найдено 30 взаимодействий, а в первой части только 15. Отсюда следует, что роль рассеяния частиц заметна: активно работает лишь вторая часть камеры и протяженность эмульсии по пучку не должна превышать 3—4 см. Другим фактором,

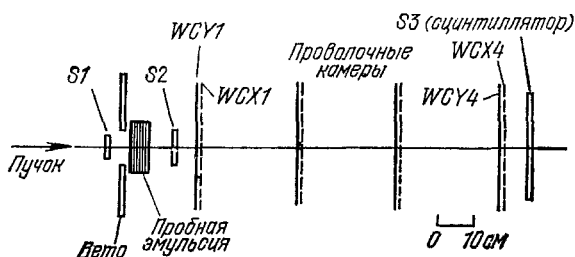


Рис. 16. Пробный опыт, предшествующий опыту Е 531 и имитирующий его условия. Эмульсионная стопка облучается пучком пионов, целеуказание осуществляется проволочными искровыми камерами.

влияющим на эффективность целеуказаний, (см. с. 32), является пропуск наблюдателем «белых» звезд. Третьей причиной является число следов, по которым сделано целеуказание. Так, например, по 523 целеуказаниям в камере ВЕВС было найдено 169 взаимодействий. Этому отвечает полная эффективность $169/523 = 0,32$, причем эффективность следующим образом зависит от числа следов в целеуказании: она равна 0,14, 0,30 и 0,43 при числе следов 2, 3 и ≥ 4 , соответственно.

Рассмотрим теперь данные об эффективности и точности целеуказания в опыте Е 531. С целью проверки метода был выполнен специальный опыт ⁸⁴, для которого была собрана система из эмульсионной камеры,

проволочных искровых камер и спинтилляционных счетчиков, имитирующая условия опыта Е 531 (рис. 16). Эмульсионная камера состояла из 38 д. э. с. (подложка из полистирола, с обеих сторон которой нанесен 300 мкм слой эмульсии). Статистика этого пробного опыта такова:

Число управляющих импульсов — 450,
Ожидаемое число взаимодействий — 213 ± 25 ,

Число событий, прошедших программу восстановления и давших целеуказание — 184

Как и в опыте Е 531, поиск предсказанного события производился двумя методами:

1. Поиск по объему, аналогичный поиску, применяющемуся во всех гибридных опытах.

2. Поиск прослеживанием.

Полученные данные об эффективности целеуказания приведены в табл. IX.

Из таблицы следует, что эффективность просмотра по следам достигает 70 %, что почти в два раза больше эффективности просмотра по объему. Найденные при просмотре по объему взаимодействия имеют не менее

Таблица IX

Результаты поисков взаимодействий в модели опыта Е 531

Метод	Поиск по объему	Поиск прослеживанием
Число целеуказаний	13	22
Найдено	5	15
Из них $N_h = 0$	0	4
$1 \leq N_h \leq 3$ м	0	4
$N_h \geq 4$	5	7
Эффективность	40 %	70 %
Среднее время поиска на один случай	16 часов	2 часа

четырех сильно ионизирующих частиц, что указывает на заметную потерю звезд с малым числом «белых» звезд. Заметим, что в опыте Е 531 (где первичные частицы — нейтрино, а слежение происходит в обратном направлении, по вторичным следам), соответствующие эффективности просмотра близки к 40 и 80 %, т. е. совпадают с эффективностью пробного опыта.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТОВ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ

а) Опыт FNAL E247 и поиски малых распадных времен

Первый распад очарованной частицы, рожденной нейтрино в эмульсии, получен в работе⁶⁶. Схема события, наблюдавшегося в искровых камерах, показана на рис. 17. На врезке, внизу этого рисунка, показана схема взаимодействия в эмульсии: звезда, образованная нейтрино в точке А, и распад релятивистской частицы 4 в точке В (отстоящей от А на 182 мкм) на три заряженные частицы (следы 41—43)*. Видимые в эмульсии следы частиц 1, 2, 3, 5, 41 видны и в искровых камерах (см. рис. 10). С рассматриваемым событием коррелирован K^0 -распад во втором

*) Вероятность распада на расстоянии до 182 мкм от вершины любой из известных нестабильных частиц не превышает 10^{-6} .

зазоре WG (вершина V , следы $S1$ и $W1$). След 42 имеет длину 3 мм и заканчивается в эмульсии однолучевой звездой, а след 41 проходит ливневый детектор без взаимодействия. Можно поэтому считать, что следы

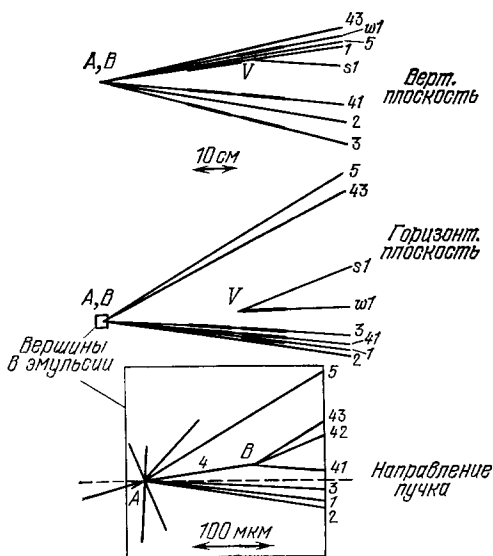


Рис. 17. Первый случай распада заряженной очарованной частицы, рожденной нейтрино.

На верхней части рисунка показана, в двух проекциях, схема события в искровых камерах. На врезке внизу показано событие в эмульсии: звезда в точке *A* и распад заряженной частицы 4 в точке *B* на три частицы. Интерпретация распада неоднозначна. Распадная длина равна 182 мкм, распадное время $\tau = 6 \cdot 10^{-13}$ с.

41 и 42 не принадлежат электронам. Точная идентификация следов 41—43 затруднена, так как между изготовлением и проявлением эмульсии прошло восемь месяцев, однако авторы считают наиболее правдоподобным следующее:

следы 41 и 42 — π -мезоны или мюоны,
след 43 — мюон, или K- или π -мезон

V^0 -событие, видимое во втором зазоре камеры WG идентифицируется как распад нейтральной частицы — гиперона или K -мезона. Импульс этих частиц лежит в пределах 1,7—2,5 ГэВ/с, а время пролета в пределах (2—3,8) от времени жизни Λ^0 и K_s^0 -частиц. Однозначное истолкование рассматриваемого распада невозможно *), и авторы ограничились следующими утверждениями: пусть в точке B произошел распад очарованного бариона или мезона:

$$\Lambda_c^+(2250) \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^\pm,$$

$$D^{\pm}(1870) \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}.$$

Оценка массы распадающейся частицы, выполненная по измерениям в камерах и эмульсии, отстоит от указанных значений масс на 2 и 3 стандартные ошибки соответственно, т. е. эти гипотезы нельзя безусловно отвергнуть. Нельзя также исключить возможность испускания при распаде еще одной нейтральной частицы (π^0 -мезон?), и возможность того что одна из вторичных частиц мюон. Оценка времени распада наблюдаемой частицы дает

$$\tau \approx 6 \cdot 10^{-13} \text{ c.}$$

В этом опыте была предпринята попытка обнаружить очень короткие времена распада по измерениям расстояния между центром звезды

*) В сводных таблицах (см. ниже) он приведен в табл. 14, среди неоднозначно интерпретируемых событий.

в эмульсии и следом ливневой частиц, «выходящей» из звезды ⁸⁵. Авторы подвергли анализу 28 нейтринных взаимодействий в эмульсии. Прежде всего они нашли центр взаимодействия, определив его как точку, расстояние от которой до следов ливневых частиц минимально. Найденная таким образом «зона неопределенности» в плоскости эмульсии лежит в пределах 0,05—0,10 мкм в направлении перпендикулярном к пучку и в пределах 0,1—0,5 мкм по пучку.

Затем, убирая поочередно по одному ливневому следу из звезды, они определяли новый центр звезды и расстояние от этого центра до убранного следа ⁸⁶. Общее число ливневых следов в 28 звездах близко к 140 и на такой статистике они не обнаружили следов, с отклонением Δ от центра звезды превышающим три стандартных отклонения. 97% их следов имеют отклонения от центра $\Delta < 0,17$ мкм. Анализ метода, выполненный авторами, показывает, что распад на заряженные частицы был бы обнаружен, если время жизни распадающейся частицы $\tau \geq 5 \cdot 10^{-15}$ с ⁸⁶.

б) Распады D-мезонов

Результаты всех гибридных опытов приведены в виде таблиц, где указаны распадная длина l , знак заряда и импульс мюона p_μ в реакции $\nu + N \rightarrow \mu + C + X$, гипотеза о распаде, импульс p_c , масса M_c и распадное время τ_c очарованной частицы. В табл. X показаны все данные о распадах нейтральных частиц. В следующих двух табл. XI и XII собраны данные о распадах восьми заряженных частиц, идентифицированных

Таблица X

Распады D⁰-мезонов

№	Лите- ратура	l , мкм	p_μ , ГэВ/с	Гипотеза о распаде	p_c , ГэВ/с	M_c , МэВ/с ²	τ_c , 10 ⁻¹³ с
1	⁶⁸	27,2	+11	$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$	9,2	1766±48	0,18±0,02
2	⁶⁸	116	-4	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0 \pi^0$	30,1	1935±132	0,24±0,019
3	⁶⁸	41	-10	$D^0 \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \pi^0$	15,4	1855±43	0,17±0,013
4	⁶⁸	67	-30	$D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- (K_L^0)$	11,3	1804	0,37±0,035
5	⁶⁸	6,5	-4	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	19,2	1923±46	0,021±0,003
6	⁶⁸	2647	-26	$D^0 \rightarrow K^- \mu^+ (\nu)$	22,8 38,7		7,20±0,367 4,24±0,216
7	⁶⁸	187	+34	$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- (\pi^0)$	6,8 9,5		1,71±0,115 1,22±0,082
8	⁷²	54	-13,7	$D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ K^0$	0,6 или 17		5,5 или 0,2
				$\pi^+ \pi^0 K^-$	0,7 или 8,5		5,0 или 0,4
				$\mu^+ \nu_\mu K^-$	0,6 или 9,0		5,5 или 0,4
9	⁷²	115		$D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ + K^0$	3,1 или 17		2,3 или 0,4
				$\pi^+ \pi^0 K^-$	3,0 или 11		2,4 или 0,7
				$\mu^+ \nu_\mu K^-$	23 или 11		2,5 или 0,7
10	⁷²	182	-5,9	$D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ K^0$	13 или 56		0,9 или 0,2
				$\pi^+ \pi^0 K^-$	13 или 20		0,9 или 0,2
				$\mu^+ \nu_\mu K^-$	13 или 21		0,9 или 0,6
11	⁷⁵	123		$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$		1866±8	0,226±0,005
12	⁷⁶	124		$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$			0,86±0,01 *)
13	⁷⁶	267		$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	20 или 38		0,45—0,85**)

*) Этот распад ассоциирован с Δ_c^+ -распадом—случай № 6, табл. XIII.

**) Этот распад ассоциирован с D⁻-распадом—случай № 6 в табл. XI.

Таблица XI

Распады D^\pm -мезонов

№	Лите- ратура	l , мкм	p_μ , ГэВ/с	Гипотеза о распаде	p_c , ГэВ/с	M_c , МэВ/с ²	τ_c , 10^{-13} с
1	69	1802	-11	$D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+ \pi^0$	17,0	1862 ± 25	$6,60 \pm 0,17$
				$F^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+ \pi^0 (\pi^0)$	18,7	—	$6,53 \pm 0,33$
2	69	2145	-7	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ (\nu)$	16,1		$8,33 \pm 1,03$
				$F^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+ (\nu)$	13,0		$11,19 \pm 0,16$
3	69	457	$ p > 150$	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$	10,1	1829 ± 35	$2,82 \pm 0,09$
				$F^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+ \pi^0$	—	2011 ± 33	
4	69	2307	+7	$D^- \rightarrow K^+ \pi^- e^- (\nu)$	9,4		$15,3 \pm 1,68$
5	69	13000	150	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ e^+ (\nu)$	11,8		$6,86 \pm 0,69$
				$F^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ e^+ (\nu)$	101,5		$8,66 \pm 0,76$
6	76 *)	94		$D^- \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$	6,6		0,88
					10,3		0,57

*) Этот распад ассоциирован с D^0 -распадом—см. распад № 13 в табл. X.

Таблица XII

Распады F^\pm -мезонов

№	Лите- ратура	l , мкм	p_μ , ГэВ/с	Гипотеза о распаде	p_c , ГэВ/с	M_c , МэВ/с ²	τ_c , 10^{-13} с
1	69	670	+30	$F^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0$	12,25	2026 ± 56	$3,70 \pm 0,12$
2	69	130	не виден	$F^+ \rightarrow K^+ K^0 \pi^- \pi^-$	9,70	2089 ± 121	$0,91 \pm 0,12$
3	70	50	-12	$F^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$	$> 2,32$	2017 ± 25	1,54

как D^\pm - и F^\pm -мезоны. В табл. XIII приведены данные о распадах очарованных барионов, а в табл. XIV данные о распадах частиц, которые не удалось однозначно идентифицировать.

Таблица XIII

Распады Λ_c^+ -барионов

№	Лите- ратура	l , мкм	p_μ , ГэВ/с	Гипотеза о распаде	p_c , ГэВ/с	M_c , МэВ/с ²	τ_c , 10^{-13} с
1	72	354	$-31,8 \pm 0,1$	$\Lambda_c^+ \rightarrow p \pi^+ K^-$	$3,72 \pm 0,04$	2295 ± 15	$7,3 \pm 0,1$
2	69	27,7	-59	$\Lambda_c^+ \rightarrow p \pi^+ \pi^- (\bar{K}^0)$	2,9		$0,73 \pm 0,08$
					5,0		$0,42 \pm 0,05$
3	69	20,6	-11	$\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p \pi^+ \pi^0$	2,23		$0,70 \pm 0,07$
4	69	40,6	-15	$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	5,73	2164 ± 88	$0,54 \pm 0,14$
5	69	221	-8	$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	4,70	2382 ± 90	$3,58 \pm 0,29$
6	76	50		$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$	$6,73 \pm 0,23$	2330 ± 50	$0,57 \pm 0,02$ *)

*) Этот распад № 6 ассоциирован с распадом D^0 -мезона; см. распад № 12 в табл. X и рис. 14.

Таблица XIV

Неоднозначно интерпретируемые распады

Лите- ратура	p_{μ} , ГэВ/с	l , мкм	Гипотеза о распаде	p_{Σ} , ГэВ/с	τ_{13} с 10^{-13}
66		182	$\Lambda_c^{\pm} \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$ $\Lambda_c^{\pm} \rightarrow \Lambda^0 \pi^{\pm} \pi^{\mp} \pi^{\pm} \pi^0$ $D^{\pm} \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^- \pi^{\pm}$ $D^{\pm} \rightarrow K^0 \pi^{\pm} \pi^{\mp} \pi^{\pm} \pi^0$		~ 6
73	-13	906	$D^+ \geq 4$ частицы F^+	3,94—4,93	(1,6—5,3)
74	$-4,77 \pm 0,01$	96	$\Lambda_c^+ \rightarrow p + \pi^+ + K^-$ $F^+ \left. \begin{array}{l} 3 \text{ зар. частицы} \\ D_c^+ \end{array} \right\} + \geq 1 \text{ нейтральная}$ $\Lambda_c \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} \text{ частица}$ $\Delta C = \Delta S$ или подавленные распады $D^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ $\Lambda_c^+ \rightarrow K^+ K^- p$ $\Lambda_c^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- p$		$\sim 0,4-1,2$
72		317 1559	Одночастичные распады, кинематика не согла- суется с распадом странной частицы		
76		32, 94 260, 341 685, 690 1900, 3332	8 распадов заряженных частиц, приписывае- мых распадам D-мезо- нов		

Рассмотрим табл. X с данными о 13 D^0 -распадах. Первые семь из них получены в опыте E 531, следующие три — в опыте с камерой BEBC, а последние — в опыте с Ω -спектрометром в пучке меченых фотонов.

Подчеркнутые (опыт E 531) вторичные частицы идентифицированы с уровнем достоверности $> 90\%$. Нейтральные частицы, заключенные в скобки, предсказаны с уровнем достоверности $> 99\%$. Величина времени жизни в таблице вычислена для массы $M_{D^0} = 1863$ МэВ.

Примечания к табл. X. 1) Распады № 3, 4 и 7, испытанные на гипотезу распада возбужденного D^* -состояния, дают следующие значения массы:

$$\begin{aligned}
 M(D^0 \pi^+) &= 2007 \pm 13, \\
 M(D^0 \pi^+) &= 2010 \pm 3, \\
 M(\bar{D}^0 \pi^-) &= 2008 \pm 1 \text{ МэВ}/c^2.
 \end{aligned}$$

2) Распад № 12 ассоциирован с распадом Λ_c^+ -бариона (см. рис. 14), а распад № 13 — с D^- -распадом (см. табл. XI)⁷⁶.

Некоторая неопределенность интерпретации имеется и в данных этой таблицы: например, для распадов № 4—6 нельзя полностью исключить гипотезу о распаде нейтрального очарованного бариона.

Особенностью полученных значений импульсов распадающихся частиц является их двузначность (распады № 6—10). Она возникает из-за присутствия в конечном состоянии нейтральной частицы, и приводит к двум возможным значениям времен распада.

Заметим, что вероятностный выбор между двумя значениями импульса может быть сделан из рассмотрения спектра очарованных мезонов, рождающихся в нейтринных взаимодействиях.

Рассмотрим импульсы мезонов в тех случаях, когда они определены однозначно. В табл. X—XIV приведено 12 таких значений и все они больше 9 ГэВ/с. Между тем в таблице распадов D^0 -мезонов возможен выбор между $p_{D^0} < 3,1$ ГэВ/с и $p_{D^0} > 8,5$ ГэВ/с. Вероятность двукратного появления импульсов, меньших 3 ГэВ/с, очень мала, и малым значениям импульсов можно предпочесть большие.

В этом предположении усреднение данных табл. X дает для времени жизни D^0 -мезона значение:

$$\tau_{D^0} \sim (0,4 - 0,6) \cdot 10^{-13} \text{ с.}$$

В работе ⁶⁸ получены следующие оценки τ_{D^0} (по распадам № 1—7 из табл. X), выполненные методом максимального правдоподобия: (в 10^{-13} с)

$$\tau = 1,00^{+0,52}_{-0,31}, \quad \tau = 0,41^{+0,23}_{-0,13}, \quad \tau \approx 0,6.$$

Для первой оценки использованы все семь распадов, причем в седьмом распаде взято решение для меньшего, а в шестом распаде для большего импульса. Во второй оценке исключен распад № 6, а в последней оценке в распаде № 6 взято решение для меньшего импульса. (Вероятность того, что распады 1—7 удовлетворяют единственному значению τ , составляет лишь 1,3%, так как 6-й распад дает слишком большое значение времени распада.)

Данные о распадах заряженных D^\pm -мезонов приведены в табл. XI. В четырех из пяти нельзя избежать их интерпретации как F-распадов. Такая интерпретация, однако, маловероятна (фон F-мезонов для пяти рассматриваемых распадов составляет 1,3). Применение метода максимального правдоподобия к пяти первым распадам дает

$$\tau_{D^\pm} = (10,3^{+10,5}_{-4,1}) \cdot 10^{-13} \text{ с.}$$

Таким образом, сравнение τ_{D^\pm} и τ_{D^0} показывает, что среднее время жизни нейтральных очарованных мезонов на много меньше среднего времени жизни заряженных. Этот вывод следует также из непосредственного сравнения распадных длин. Такое сравнение имеет смысл, если принять правдоподобное предположение, что спектры D^0 - и D^\pm -мезонов, рожденных в нейтринных взаимодействиях, мало различаются. Тогда из данных табл. X и XI следует:

$$\langle l_{D^0} \rangle = 286 \text{ мкм}, \quad \langle l_{D^\pm} \rangle = 3940 \text{ мкм.}$$

Заметим, что распадные длины в распаде № 6 для D^0 -мезонов и в распаде 7 для D^\pm -мезонов слишком велики и плохо согласуются со статистикой остальных распадных длин. Если эти длины исключить, то

$$\langle l_{D^0} \rangle = 104 \text{ мкм}, \quad \langle l_{D^\pm} \rangle = 1680 \text{ мкм.}$$

Большое различие в средней длине распадного пути нейтральных и заряженных мезонов не будет уничтожено учетом различной эффективности регистрации нейтральных и заряженных частиц, хотя это обстоятельство, несомненно, вызывает некоторое смещение данных, трудно учитываемое.

Следуя итоговой работе ⁷², рассмотрим, что дают данные гибридного опыта с камерой ВЕВС. Время распада $t = L/\beta\gamma c$ определяется из этих данных однозначно лишь для одного распада Λ_c -частицы (распад № 1

в табл. XIII). В остальных случаях кинематический анализ не дает однозначного решения для величины $\beta\gamma$. Однако в работах ^{87, 88} показано, что в определенном приближении, которое выполняется для восьми распадов, полученных в этом опыте, оценка τ возможна, даже если величина β неизвестна. В этом методе оценку τ получают по распределению величины расстояния Δ между направлением вылета вторичной частицы и точкой, где произошло взаимодействие. Величина $\Delta = L \sin \theta = t\beta\gamma \sin \theta$, где θ — угол между вектором L и направлением вылета вторичной частицы при распаде.

В пределе большой энергии и большой массы нестабильной частицы ($\beta \rightarrow 1$, $\beta^* \rightarrow 1$) величина

$$\Delta = ct \operatorname{tg} \frac{\theta^*}{2}$$

(где θ^* — угол вылета вторичной частицы в СЦМ), не зависит от величины β . Для оценки среднего времени жизни этим методом авторы предположили, что четыре заряженные частицы, распад которых ими изучен, — это D^\pm -мезоны, а три нейтральные — это D^0 -мезоны. Пятая заряженная частица, включенная в рассмотрение в качестве D^+ -мезона, — это случай, обнаруженный в работе ⁶⁶. Полученные оценки имеют вид

$$\begin{aligned}\tau_+ &= (2,5^{+2,2}_{-1,1}) \cdot 10^{-13} \text{ с}, \\ \tau_0 &= (0,53^{+0,57}_{-0,25}) \cdot 10^{-13} \text{ с}, \\ \frac{\tau_+}{\tau_0} &= 5^{+6}_{-3}.\end{aligned}$$

Рассмотрим теперь оценки времени жизни, полученные в опыте на Ω' спектрометре, при фоторождении очарованных частиц ^{75, 76}. Применение метода максимального правдоподобия к трем D^0 -распадам, приведенным в табл. X *) дает

$$\tau_0 = (0,58^{+0,8}_{-0,2}) \cdot 10^{-13} \text{ с}.$$

Из восьми заряженных частиц, распад которых зарегистрирован в этом опыте, только одна частица отождествлена с D-мезоном (случай № 6 в табл. XI). Предполагая, что и остальные семь неидентифицированных заряженных частиц являются D-мезонами **), и применяя к этим распадам описанный выше метод оценки, авторы получают:

$$\tau_+ \approx 4,4 \cdot 10^{-13} \text{ с}.$$

в) Р а с п а д ы F^\pm -мезонов

Почти все приведенные в табл. XI распады допускают вторую, вероятно менее значимую интерпретацию, как распады F^\pm -мезонов. Несомненных распадов F-мезонов всего три, и они приведены в табл. XII. Один из них, как мы упоминали, получен в работе ⁷⁰. Соответствующие схемы события в эмульсии и в камере (в этих схемах убраны посторонние следы) показаны на рис. 18. В камере хорошо видна электронно-позитронная пара (следы 5, 6) и позитрон от второй пары (след 7). Уравновешивание кинематики события при двух свободных параметрах (2C-фит) дает, в предположении, что имел место распад $F^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$ массу F мезона

*) В случае распада № 13 для распадного времени принято значение $(0,65 \pm 0,20) \cdot 10^{-13} \text{ с}$, т. е. середина интервала $(0,45 - 0,85) \cdot 10^{-13} \text{ с}$.

**) Распадные длины для этих восьми заряженных частиц (см. табл. XIV) равны 32 94, 260, 341, 685, 690, 1900 и 3332 мкм.

$M_F = (2017 \pm 25)$ МэВ, при массе системы из трех пионов близкой к массе ω -мезона: $M(\pi^+\pi^-\pi^0) = (808 \pm 20)$ МэВ «ЗС-фит» для массы,

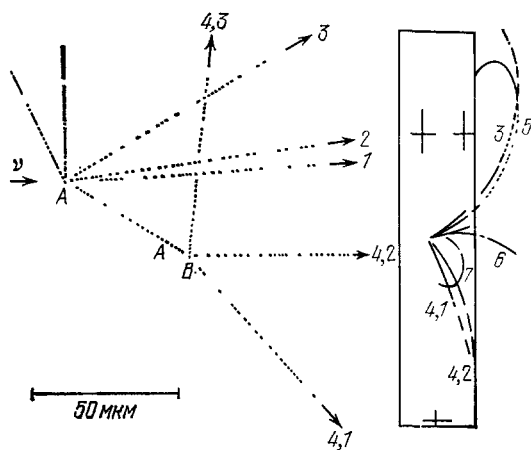


Рис. 18. Схема события, интерпретируемого как распад F-мезона (см. гл. 5, табл. XII).

След 4 на расстоянии 50 мкм от звезды расщепляется на следы 4,1, 4,2, 4,3. В пузырьковой камере (на схеме посторонние следы убраны) видны e^+e^- -пара (следы 5, 6) и след позитрона 7. Наиболее вероятен распад $F^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^0$.

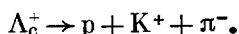
равной массе F-мезона (2030 МэВ) дает хорошее согласие с написанной модой распада.

Применение метода максимального правдоподобия к двум другим случаям, показанным в таблице, дает следующую оценку:

$$\tau_F = (2,24^{+2,78}_{-1,03}) \cdot 10^{-13} \text{ с.}$$

г) Распады Λ_c -барионов

В таблице XIII приведены данные о шести распадах очарованных барионов. В первом из них, полученном в опыте с камерой BEBC, след релятивистской частицы из нейтринной звезды на расстоянии в 354 мкм от нее расщепляется на три релятивистских следа, которые с наибольшей вероятностью принадлежат K^+ -мезону, протону и π^- -мезону. Таким образом, в данном случае возможна следующая схема распада:



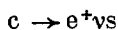
Значения массы, импульса и времени распада для этого и остальных случаев приведены в таблице. Четыре из них найдены в опыте E 531 и время жизни Λ_c -бариона, оцененное для них, равно:

$$\tau_{\Lambda_c} = (1,14^{+0,90}_{-0,44}) \cdot 10^{-13} \text{ с.}$$

6. ОТНОШЕНИЕ ВРЕМЕН ЖИЗНИ τ_{D^\pm}/τ_{D^0} В ОПЫТАХ НА e^+e^- -ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

Здесь мы рассмотрим оценки отношения времен жизни заряженных и нейтральных D-мезонов, выполненные в опытах на электронно-позитронных встречных пучках SPEAR, в Стенфорде⁹⁰⁻⁹².

Это отношение можно получить, измеряя относительные вероятности полулептонных распадов D^\pm и D^0 -мезонов. Действительно, в переходе



изменение изотопического спина $\Delta T = 0$, и поэтому существует попарное равенство ширин соответствующих каналов распада нейтральных и

заряженных D-мезонов:

$$\begin{aligned}\Gamma(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e) &= \Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu_e), \\ \Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- e^+ \nu_e) &= \Gamma(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ e^+ \nu_e)\end{aligned}$$

или, вообще, суммируя по всем каналам:

$$\Gamma(D^0 \rightarrow e \nu X) = \Gamma(D^\pm \rightarrow e \nu X).$$

Обозначим через $b = \Gamma(D \rightarrow e \nu X) / \Gamma(D \rightarrow \text{все}) = \Gamma(D \rightarrow e \nu X) / \tau$ относительную вероятность полуплеитонного распада D-мезона. Тогда очевидно, что

$$\frac{\tau_{D^\pm}}{\tau_{D^0}} = \frac{b^+}{b^0}$$

— отношение времен жизни D^+ и D^0 -мезонов — равно отношению коэффициентов b^+ и b^0 . Измерения величин b^+ и b^0 были выполнены двумя методами. В обоих случаях энергия встречных пучков соответствовала области ψ' -резонанса, $E_{\text{цм}} = 3770$ МэВ, который является интенсивным и беспримесным источником $D\bar{D}$ -пар с изученными вкладами заряженной D^\pm и нейтральной D^0 -компонент:

$$e^+ e^- \rightarrow \psi' (3770) \rightarrow D\bar{D}.$$

В первой работе, выполненной на установке MARK-II⁸⁹ отбирались такие полуплеитонные распады D-частиц, когда распад парной частицы полностью идентифицирован по адронным распадам. Это позволяло установить зарядовое состояние обеих частиц. Полученные значения b^+ и b^0 равны

$$\begin{aligned}\text{для } D^+ \rightarrow e^+ + X, \quad b^+ &= (15,8 \pm 5,3) \% ; \\ \text{для } D^0 \rightarrow e^+ + X, \quad b^0 &= (5,2 \pm 3,3) \% .\end{aligned}$$

Таким значениям относительных вероятностей полуплеитонных распадов отвечает (полученное методом максимального правдоподобия, с учетом того, что полезные и фоновые случаи имеют пуассоновское распределение) отношение τ_+/τ_0 :

$$\tau_+/\tau_0 = 3,08_{-1,33}^{+4,1}.$$

Второй метод измерения этой величины осуществлен на установке DELCO⁹⁰ и заключается в сравнении частоты появления одно- и двух-электронных событий N_1 и N_2 . Очевидно, что величина N_1 почти линейна по b^+ и b^0 , а величина N_2 квадратична по этим переменным:

$$\begin{aligned}N_1 &= A_1^0 b^0 (1 - b^0) + A_1^+ 2b^+ (1 - b^+), \\ N_2 &= A_2^0 b_0^2 + A_2^+ b^{+2}.\end{aligned}\tag{*}$$

Здесь коэффициенты A^0 (A^+) равны произведению числа $D^0\bar{D}^0$ (D^+D^-)-распадов на эффективность регистрации. Если число одноэлектронных событий N_1 и двухэлектронных событий N_2 измерено, а коэффициенты A известны, то можно найти решения для b^0 и b^+ , а следовательно, и отношение τ^+/τ^0 . Система уравнений (*) имеет, однако, два решения и выбор между ними осуществляется на основании дополнительного соображения о том, что при $D^+ \rightarrow e^+$ -распадах возникают нейтральные каоны K^0 , а при D^0 -распадах — заряженные каоны. В этой работе было зарегистрировано $N_1 = 734$ и $N_2 = 21$ (фон около 5) электронных событий и величины b^0 и b^+ имеют следующие значения:

$$b^0 < 4 \% , \quad b^+ = 22,0_{-2,2}^{+4,4} \% \text{ (при 95 \% -ном уровне достоверности),}$$

откуда, используя метод максимального правдоподобия

$$\frac{\tau_{\pm}}{\tau_0} > 4,3 \text{ (при 95\%-ном уровне достоверности).}$$

Если воспользоваться теоретическим значением ⁹³

$$\Gamma (D \rightarrow K\pi) = 1,4 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1},$$

полученным по аналогии с шириной $\Gamma (K \rightarrow \pi\pi)$, с небольшой неопределенностью из-за факторов, то из полученных значений b^0 и b^+ следуют значения времен жизни D^+ и D^0 мезонов

$$\tau_{D^0} < 2,1 \cdot 10^{-13} \text{ с},$$

$$\tau_{D^{\pm}} = (10,4^{+3,9}_{-2,9}) \cdot 10^{-13} \text{ с при 95\%-ном уровне достоверности.}$$

Таким образом, эти результаты находятся в согласии с данными, полученными в гибридных опытах с эмульсионной мишенью в нейтринных или дютонном пучках.

Т а б л и ц а X V

Результаты измерения времен жизни очарованных частиц (в 10^{-13})

Опыт	E531 ^{68, 69*}	BEBC ⁷¹⁻⁷⁴	SPEAR ^{89, 91}	Ω' -спектрометр ^{75, 76}
Результат: τ_{D^0}	$1,0^{+0,52}_{-0,31}$	$0,53^{+0,57}_{-0,25}$		$0,58^{+10,8}_{-0,2}$
$\tau_{D^{\pm}}$	$10,3^{+10,5}_{-4,1}$	$2,5^{+22}_{-1,1}$		$\sim 4,4$
τ_F	$2,24^{+2,78}_{-1,05}$			
τ_{Λ_c}	$1,14^{+0,90}_{-0,44}$			
$\tau_{D^{\pm}}/\tau_{D^0}$	≈ 10	5^{+6}_{-3}	$3,08^{+4,1}_{-1,33}$ $> 4,3$	≈ 8

*) В результате увеличения статистики в опыте E 531, которое произошло в последнее полугодие, оценки времен жизни, приведенные в первом столбце таблицы, несколько изменились. Новые оценки имеют следующие значения ¹⁰⁰:

$$\tau_{D^0} = 3,1^{+1,1}_{-0,7}, \quad \tau_{\Lambda_c} = 1,7^{+0,9}_{-0,5}$$

$$\tau_{D^{\pm}} = 9,5^{+6,5}_{-3,3}, \quad \tau_F = 2,0^{+1,8}_{-0,8}$$

Таким образом, отношение $\tau_{D^{\pm}}/\tau_{D^0}$ в опыте E 531 сместилось от значения ~ 10 к значению ~ 3 , за счет увеличения времени жизни D^0 -мезона. Этот результат не меняет общего вывода о различии времен жизни D^{\pm} -мезонов и остальных очарованных частиц, основанного на рассмотрении всей совокупности экспериментальных данных.

В заключение приведем сводную табл. XV измерений времени жизни очарованных частиц и отношений времен жизни заряженных и нейтральных частиц.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели данные об измерении времени жизни очарованных частиц, рождаемых в пучках нейтрино, фотонов и адронов. Из этого следует, что гибридные опыты с вершинными мишенями, соединившие возможности точного измерения распадных длин, отождествления вторичных частиц и восстановления схемы распада, позволят получить подробные данные о времени жизни очарованных частиц. Увеличение точности и эффективности целеуказания в таких опытах, появление новых «живых» мишеней, как, например, быстрые пузырьковые или стриммерные камеры, позволит исследовать времена жизни очарованных частиц, рождающихся в сильных взаимодействиях и, возможно, перейти к изучению времен жизни В-частиц.

Уместно поставить вопрос, каким должен быть трековый детектор, соединенный с живой мишенью, чему отдать предпочтение — пузырьковым камерам или сложным спектрометрам. По-видимому, будущее за последними. Одной из причин малой эффективности целеуказания в опытах с пузырьковыми камерами является наложение посторонних следов. Большая временная разрешающая способность, возможная в спектрометрах, приводит к значительному увеличению эффективности просмотра.

Полученные физические результаты в общем виде можно сформулировать следующим образом: 1) Наблюдены события парного рождения и распада очарованных частиц. 2) Время жизни очарованных частиц лежит в пределах 10^{-12} — 10^{-13} с. 3) Время жизни D^+ -мезонов почти на порядок больше времени жизни D^0 -мезонов. 4) Время жизни других очарованных частиц близко к времени жизни D^0 -мезонов.

Эти результаты подтверждают предсказание теории, что время жизни очарованных частиц близко к 10^{-13} с., но говорят о несостоятельности простой модели кварка-свидетеля, согласно которой $\tau_{D^\pm} = \tau_{D^0} = \tau_{F^\pm}$.

В задачу обзора не входит рассмотрение теоретических работ, в которых сделаны попытки объяснить причину такого противоречия. Укажем, однако, что возможность такого различия времен жизни обсуждались многими авторами ^{6, 92-95} и что в настоящее время по этому вопросу существует обширная литература. Из нее следует, что так как расчеты вероятности полуплеетонных мод распада более или менее точно совпадают ⁹³, то различие времен жизни может возникнуть, скорее всего, в нелептонной части гамильтониана взаимодействия: чтобы предсказать время жизни очарованных частиц, необходимо знать, как кварки рекомбинируют в адроны. Это трудная задача, включающая в себя динамику сильных взаимодействий ⁹⁶⁻¹⁰⁴. Очевидно, что экспериментальное и теоретическое решение проблемы времени жизни очарованных частиц потребует больших усилий от экспериментаторов и теоретиков.

Автор благодарит Л. Б. Окуня, М. И. Адамовича, В. А. Смирнитского, И. С. Цукермана и М. И. Дайона, прочитавших обзор за критические замечания и обсуждение.

Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Aubert J. et al.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1407.
Aubert J. et al.— Ibid., p. 1628.
2. Augustin J. et al.— Ibid., p. 1406.
3. Abrams G. et al.— Ibid., p. 1453.
4. Bjorken J., Glashow S.— Phys. Lett., 1964, v. 11, p. 255.

5. Glashow S., Iliopoulos J., Maiani L.— *Phys. Rev. Ser. D*, **1970**, v. 2, p. 1285.
6. Gaillard M., Lee B., Rosner J.— *Rev. Mod. Phys.*, **1975**, v. 47, p. 277.
7. Захаров В. И., Иоффе Б. Л., Окунь Л. Б.— *УФН*, **1975**, т. 117, с. 228.
8. Review of Particles Properties.— *Rev. Mod. Phys.*, **1980**, v. 52, N 2.
9. Kirkby J., SLAC-PUB-2419.—1979.
10. Dorfman J. SLAC-PUB-2429.—1979.
11. Lüke D. SLAC-PUB-2028.—1978.
12. Brandelik R.— et al.— *Zs. Phys. Ser. C*, **1979**, v. 1, p. 233; *Phys. Lett. Ser. B* **1979**, v. 80, p. 412.
13. Cnops A. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, **1979**, v. 42, p. 197.
14. Baltay C. et al.— *Ibid.*, p. 1721.
15. Giboni K. et al.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1979**, v. 85, p. 437.
16. Drijard D. et al.— *Ibid.*, p. 452.
17. Lockman W.— *Ibid.*, p. 443.
18. Abrams G. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, **1980**, v. 44, p. 10.
19. Callicchio M.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1980**, v. 93, p. 521.
20. Cazzoli E.— *Phys. Rev. Lett.*, **1975**, v. 34, p. 1125.
21. Knapp B.— *Ibid.*, **1976**, v. 37, p. 882.
22. Baltay C.— *Ibid.*, **1979**, v. 42, p. 1721.
23. Benvenuti A. et al.— *Ibid.*, **1975**, v. 34, p. 419.
24. Benvenuti A. et al.— *Ibid.*, **1975**, v. 35, p. 1199.
- Benvenuti A. et al.— *Ibid.*, p. 1203.
25. Benvenuti A. et al.— *Ibid.*, p. 1249.
26. Barish A. et al.— *Ibid.*, **1976**, v. 36, p. 939.
27. Holder M. et al.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1977**, v. 69, p. 377.
28. Bosetti P. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, **1978**, v. 38, p. 1244.
29. Baltay C. et al.— *Ibid.*, **1977**, v. 39, p. 62.
30. Ballagh H. et al.— *Phys. Rev. Ser. D*, **1980**, v. 21, p. 569.
31. Berger J. et al.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1979**, v. 81, p. 89.
32. Bosetti P. et al.— *Ibid.*, **1978**, v. 73, p. 380.
33. Armeniese N. et al.— *Ibid.*, **1980**, v. 94, p. 528.
34. Blietschau J. et al.— *Ibid.*, **1976**, v. 60, p. 207.
- Blietschau J. et al., *Ibid.*, **1979**, v. 86.
35. Baltay C. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, **1978**, v. 41, p. 73.
36. Atia M. et al.— *Ibid.*, **1979**, v. 43, p. 414.
37. Asten D. et al.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1980**, v. 94, p. 113.
38. Avery P. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, **1979**, v. 44, p. 1309.
39. Alibrand P. et al.— *Phys. Lett., Ser. B*, **1979**, v. 74, p. 134.
40. Bosetti P. et al.— *Ibid.*, p. 143.
41. Hansl T. et al.— *Ibid.*, p. 139.
42. Holder M. et al.— *Ibid.*, **1977**, v. 71, p. 772.
43. Brown K. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, **1979**, v. 43, p. 410.
44. Diamant-Berger A. et al.— *Ibid.*, p. 1774.
45. Ritchie J. et al.— *Ibid.*, **1979**, v. 44, p. 230.
46. Bodek A. Sources of Prompt Leptons in Hadronic Collisions. UR 730 COO-3065-253.— Rochester, N.Y.
47. Olsen S. A Review of Charmed Particles Production in Hadronic Collisions: UR 750 COO-3065-272.— Rochester, N.Y.
48. Allison W. et al.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1980**, v. 93, p. 509.
49. Sandweiss J. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, **1980**, v. 44, p. 1104.
50. Niu K. et al.— *Progt. Theor. Phys.*, **1971**, v. 46, p. 1644.
51. Nayashi T.— *Ibid.*, **1972**, v. 47, p. 280.
52. Sugimoto H. et al.— *Ibid.*, **1975**, v. 53, p. 1859.
53. Fuchi H. et al.— *Nuovo Cimento, Ser. A*, **1978**, v. 45, p. 471.
54. Fuchi H. et al.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1979**, v. 85, p. 135.
55. Ushida N. et al.— *Lett. Nuovo Cimento*, **1978**, v. 23, p. 577.
56. Coremans-Bertrand G.— et al.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1976**, v. 65, p. 480.
57. Bozzoli W. et al.— *Lett. Nuovo Cimento*, **1977**, v. 19, p. 32.
58. Mundra J. et al.— *Ibid.*, **1977**, v. 18, p. 1238.
59. Jain R. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, **1975**, v. 34, p. 1238.
60. Банник Б. П. и др.— *Письма ЖЭТФ*, **1977**, т. 25, с. 586.
61. Банник Б. П. и др.— *Ibid.*, т. 26, с. 399.
62. Комар А. и др.— *ЯФ*, **1979**, т. 29, с. 81.
63. Crenell D.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1978**, v. 78, p. 171.
64. Burhop E. et al.— *Nuovo Cimento*, **1965**, v. 39, p. 1037.
65. Burhop E. et al.— *Phys. Lett.*, **1976**, v. 65, p. 299.
66. Read A.— et al.— *Phys. Rev. Ser. D*, **1979**, v. 19, p. 1287.

67. Баранов В. и др.— ЯФ, 1978, т. 27, с. 362.
68. Ushida N.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1049.
69. Ushida N. et al.— Ibid., p. 1053.
70. Ammar R. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 94, p. 118.
71. Allasia A.— Ibid., 1979, v. 87, p. 287.
72. Allasia D.— Nucl. Phys., Ser. B, 1980, v. 176, p. 13.
73. Angelini C. et al.— Phys. Lett., Ser. B, 1979, v. 80, p. 428.
74. Angelini C. et al.— Ibid., 1979, v. 84, p. 150.
75. Adamovich M. et al.— Ibid., 1979, v. 89, p. 427.
76. Adamovich M. et al.— Ibid., 1981, v. 99, p. 271.
77. Ballagh H. et al.— Ibid., 1980, v. 89, p. 423.
78. Ushida N. et al.— Proposal.— Ohio State University, May 1980.
79. Amendolia S. et al.— PISA 80-2.—1980.
80. Amendolia S.— et al.— PISA 80-1.—1980.
81. Aguilar-Benitez Q. Q. et al.— CEN/SPSC/79-80.—1979.
82. Fisher C. et al. Proposal CERN/SPS 78—103.—1978.
83. Cardello T. et al.— FNAL Proposal No. 130.—1980.
84. Fuchi H. et al.— J. Phys. Soc. Japan, 1979, v. 47, No. 3, p. 21.
85. Baroni G. et al.— Lett. Nuovo Cimento, 1979, v. 24, p. 45.
86. Indelman G., Andersson B.— Nucl. Instr. and Meth., 1979, v. 165, p. 1.
87. Petrera S., Romano G.— Ibid., 1980, v. 174, p. 253.
88. Petrera S., Romano G.— Ibid., p. 61.
89. Schindler R. Ph. D. Thesis: SLAC Report No. 219.—1979.
90. Bachino W. et al.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 329.
91. Donaldson G. SLAC PUB 2532.—1980.
92. Hayashi T. et al.— Progr. Theor. Phys., 1973, v. 49, p. 350.
93. Fakirov D., Stech B.— Nucl. Phys. Ser. B., 1978, v. 133, p. 319.
94. Altarelli G.— Ibid., 1975, v. 88, p. 285.
95. Einhorn M., Quig C.— Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 12, p. 2015.
96. Kinglsey R. et al.— Ibid., 1975, v. 11, p. 1919.
97. Barger V. et al.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 4.
98. Kabayashi T., Yamazaki N.— Ibid., 1980, v. 45, p. 1070.
99. Fritsch H., Minkovski P.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 90, p. 455.
100. Deshpande N. et al.— Ibid., p. 431.
101. Bialy I., Fukigito M.— Ibid., 1980, v. 91, p. 129.
102. Bernreuther W. et al.— Zs. Phys. Ser. C, 1980, Bd. 4, S. 257.
103. Rosen S. et al.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 47, p. 7.
104. Jagannathan K., Mathur V.— Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 171, p. 78.
105. Prentice J.— In: 16 Rencontre de Meriond Conference.—1981.