

7. Аннигиляция антипротона

Медленные антипротоны. Ядерная периферия

В кулоновском поле ядра с зарядом Z в связанном состоянии находятся Z электронов. Однако и другие отрицательно заряженные частицы могут входить в состав экзотических атомов (табл. 7.1).

Таблица 7.1

**Характеристики частиц,
которые могут образовывать экзотические атомы**
(электрон приведен для сравнения)

Частица	Спин. Четность	Масса, МэВ	Время жизни, $\times 10^{-10}$ с	Боровский радиус в H, Фм
e^-	1/2	0.511		52917
μ^-	1/2	105.658	2197	285
π^-	0 ⁻	139.57	260.33	222
K^-	0 ⁻	493.677	123.8	84
Σ^-	1/2 ⁺	1189.37	0.8018	52
Ξ^-	1/2 ⁺	1321.71	1.639	49
Ω^-	3/2 ⁺	1672.45	0.821	45
\bar{p}	1/2 ⁺	938.272		57

Мезоатом представляет собой положительно заряженный ион, в поле которого находится антипротон или отрицательно заряженный мезон. Такие мезоатомы образуются замещением электронов при облучении обычных атомов медленными антипротонами или мезонами. Обозначают мезоатомы последовательностью «частица, заместившая электрон» + «изотоп» + «степень ионизации изотопа», например, $\bar{p} \text{ } ^4\text{He}^+$ обозначает, что в ^4He один электрон замещен на антипротон.

Если время жизни частицы, образующей мезоатом, больше времени протекания атомных процессов, то она может совершать несколько переходов с одной орбиты на другую, сопровождающихся рентгеновским излучением. Для низколежащих уровней перекрытие с областью ядра велико и это может быть использовано для исследования поверхности атомных ядер. Такие эксперименты были выполнены в ЦЕРН. Для исследования отношения N/Z ядерной поверхности 20 ядер, расположенных в долине стабильности, был

использован пучок медленных антипротонов. Антипротон-нуклонное взаимодействие является сильным взаимодействием, поэтому медленные антипротоны взаимодействуют и аннигилируют уже в поверхностном слое ядра. В отличие от электронов, с помощью антипротонов может быть получено не только зарядовое, но и массовое распределение ядерной материи.

При взаимодействии медленных антипротонов с веществом образуются антипротонные атомы, в которых один из электронов заменен на антипротон. Сигналом об образовании антипротонного атома служит характеристическое излучение, образующееся при переходе антипротона с одной боровской орбиты на другую.

На рис. 7.1 показан характеристический спектр, возникающий при облучении мишени из ^{176}Yb пучком медленных антипротонов, измеренный с помощью сверхчистого германиевого детектора.

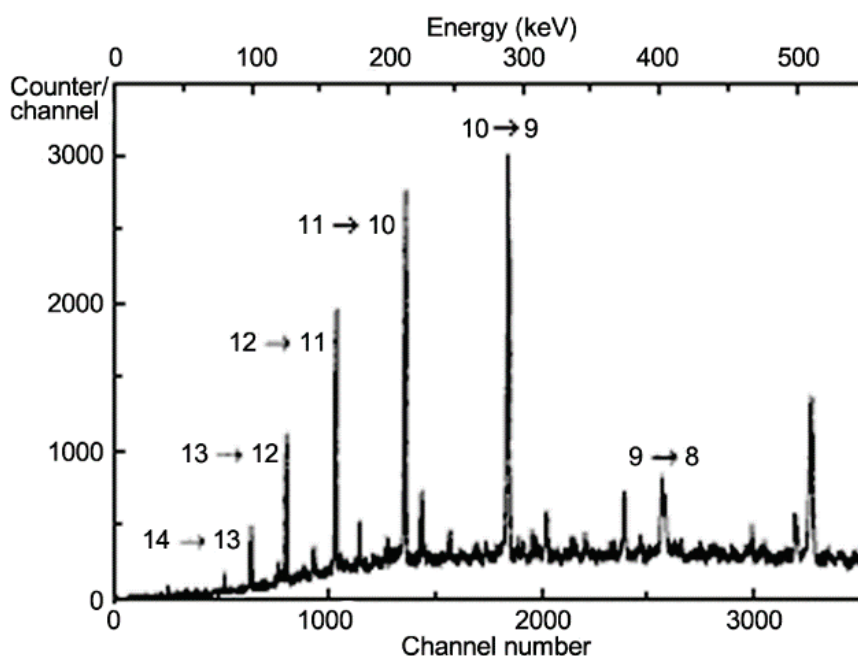


Рис. 7.1. Характеристический спектр, возникающий при облучении мишени из ^{176}Yb пучком медленных антипротонов

Из-за большой массы антипротонов орбиты антипротонных атомов расположены глубоко внутри электронного облака и находятся вблизи атомного ядра, о чем свидетельствуют энергии характеристического излучения. Радиус орбит, с которых может происходить аннигиляция антипротонов, зависит от заряда ядра.

На рис. 7.2 показаны радиусы отдельных боровских орбит для антипротонного атома $\bar{p}^{58}\text{Ni}$. Указано расстояние от центра ядра. Видно, что аннигиляция антипротонов происходит преимущественно с низших орбит. Главное квантовое число n аннигиляционной орбиты

увеличивается с увеличением Z и равно $n = 1$ для самых лёгких ядер и $n = 10$ для тяжелых ядер. Радиус орбит, с которых происходит аннигиляция, составляет >10 Фм. Однако, благодаря сильному взаимодействию, даже небольшая вероятность нахождения антипротона вблизи ядра приводит к его аннигиляции с одним из нуклонов ядерной поверхности.

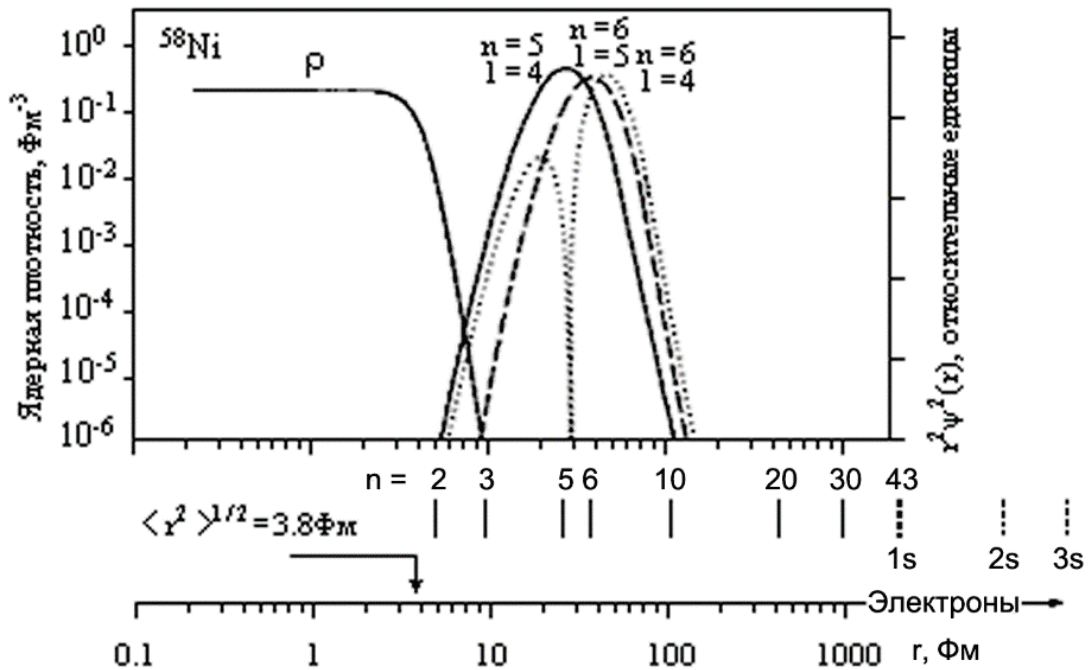


Рис. 7.2. Ядерная плотность ^{58}Ni и волновые функции антипротона. Показаны радиусы отдельных боровских орбит. Приведены также рассчитанные вероятности аннигиляции для орбит с различными значениями n и l .

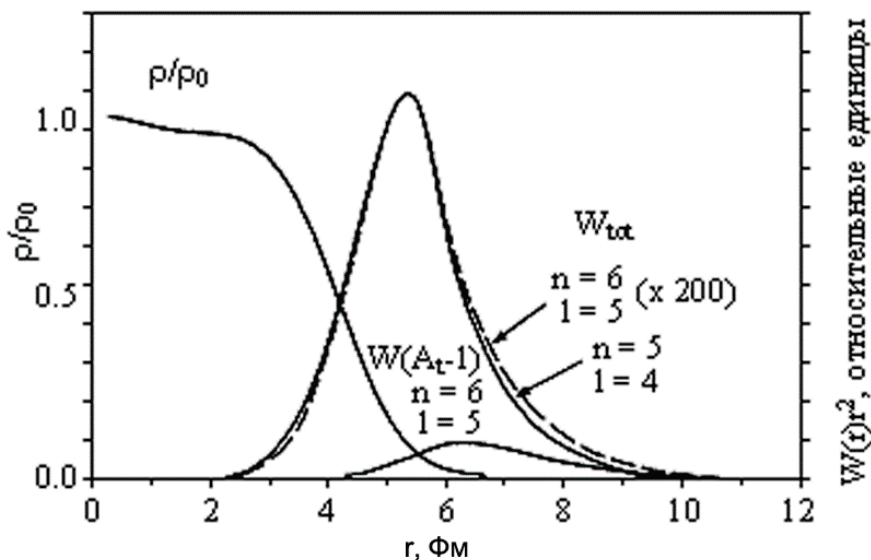


Рис. 7.3. Нормализованная плотность распределения ядерной материи ρ / ρ_0 для ядра ^{58}Ni и рассчитанная теоретически вероятность аннигиляции антипротона W_{tot} в зависимости от расстояния от центра ядра. Приведены также рассчитанные вероятности аннигиляции для орбит с различными значениями n и l .

На рис. 7.3 показаны нормализованная плотность распределения ядерной материи ρ/ρ_0 для ядра ^{58}Ni и рассчитанная теоретически вероятность аннигиляции антипротона W_{tot} в зависимости от расстояния от центра ядра. Приведены рассчитанные вероятности аннигиляции для орбит с различными значениями n и l . Видно, что вероятность аннигиляции имеет максимум в области примерно 6 Фм и практически не зависит от n и l . На этих расстояниях плотность ядерной материи составляет $\sim 5\%$ плотности центральной части ядра. В результате аннигиляции антипротона с одним из периферических нуклонов выделяется энергия ~ 2 ГэВ, которая распределяется между продуктами аннигиляции. В 95% случаев в конечном состоянии образуются нейтральные и заряженные пионы. В среднем образуются ~ 5 пионов, имеющих изотропное угловое распределение. Частично эти пионы взаимодействуют с тем же ядром, в котором произошла аннигиляция, вызывая различные ядерные реакции. Однако, т.к. точка, в которой происходит аннигиляция, находится на периферии ядра, телесный угол, под которым из этой точки видно ядро, достаточно мал, и поэтому только небольшая часть из пяти образовавшихся пионов взаимодействует с ядром, в котором произошла аннигиляция. В результате таких событий будет образовываться остаточное ядро $(A-1)$. В зависимости от того, с каким нуклоном первоначального ядра (Z_t, N_t) провзаимодействовал антипротон – нейтроном или протоном – образуется ядро $(Z_t, N_t - 1)$ или $(Z_t - 1, N_t)$.

Если исходное ядро (Z_t, N_t) выбрано таким, что оба образовавшихся ядра $(Z_t - 1, N_t)$ и $(Z_t, N_t - 1)$ будут β -радиоактивными, то, измеряя β -активность образовавшихся радиоактивных изотопов, можно определить, с каким из нуклонов, нейтроном или протоном, провзаимодействовал антипротон.

Расчеты показывают, что практически независимо от массового числа A_t аннигиляция антипротона происходит в области поверхности ядра, где плотность ядерной материи составляет $10^{-3} - 10^{-2}$ плотности материи в центральной части ядра.

В экспериментах, выполненных в CERN на пучке медленных антипротонов LEAR (Low Energy Antiproton Ring), было исследовано ~ 20 ядер, для которых было получено отношение N/Z для ядерной периферии.

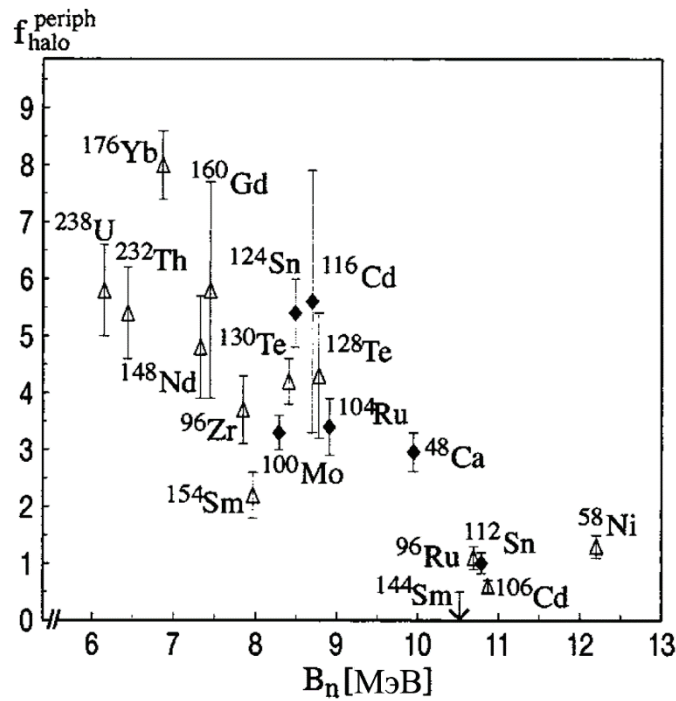


Рис. 7.4. Зависимость гало-фактора f_{halo} от энергии связи нейтрона в ядре B_n .

На рис. 7.4 показана зависимость гало-фактора f_{halo} от энергии связи нейтрона в ядре B_n .

$$f_{halo} = \frac{n_{\text{аннигил}}(\bar{p}n) / n_{\text{аннигил}}(\bar{p}p)}{N/Z}.$$

Гало-фактор f_{halo} определяется как отношение числа аннигиляции антипротонов на нейтроне к числу аннигиляции антипротонов на протоне, нормированное на вероятность аннигиляции W_{tot} и отношение N/Z для исходного ядра мишени.

Величина гало-фактора $f_{halo} = 1$ означает, что на периферии ядра отношение плотности нейтронов к плотности протонов совпадает с аналогичным отношением в центре ядра (N/Z).

В случае $f_{halo} = 8$ отношение плотности нейтронов на периферии к плотности протонов в 8 раз превышает отношение N/Z в центре ядра. Зависимость f_{halo} от энергии связи нейтрона в ядре в целом хорошо согласуется с современным пониманием образования гало ядер — уменьшение энергии связи нейтрона в ядре приводит к увеличению их относительной плотности на периферии.

Таким образом, вся совокупность экспериментальных данных, полученная в настоящее время, свидетельствует о том, что периферийная область ядра может иметь отношение плотности нейтронов к плотности протонов, отличающееся от аналогичного отношения в центральной части ядра. Этот эффект проявляется в ядрах, перегруженных нейтронами. Причина в том, что по мере

увеличения числа нейтронов при постоянном заряде ядра Z происходит уменьшение энергии связи нейтрона. Энергия Ферми нейтронных уровней уменьшается, и слабо связанные нейтроны могут отходить на большие расстояния от центра ядра. Аналогичная ситуация имеет место и в простейшей ядерной системе — дейтроне. Энергия связи нейтрона в дейтроне 2.2 МэВ, ширина эффективной потенциальной ямы в дейтроне ~ 2.5 Фм, в то время как радиус дейтрона ~ 4.2 Фм.

$p\bar{p}$ -аннигиляция. Высокие энергии

Столкновения антипротонов с протонами приводят к образованию большого числа вторичных частиц. Характерной особенностью процесса $p\bar{p}$ -аннигиляции является большая величина сечения, т.к. он происходит в результате сильного взаимодействия.

На рис 7.5 для сравнения показаны экспериментально измеренные полные сечения взаимодействия адронов, сечение реакции (γ, p) и сечение реакции (γ, γ') . Адронные сечения имеют характерные величины 10–100 мбарн и слабо растут в области энергий > 10 ГэВ в системе центра масс.

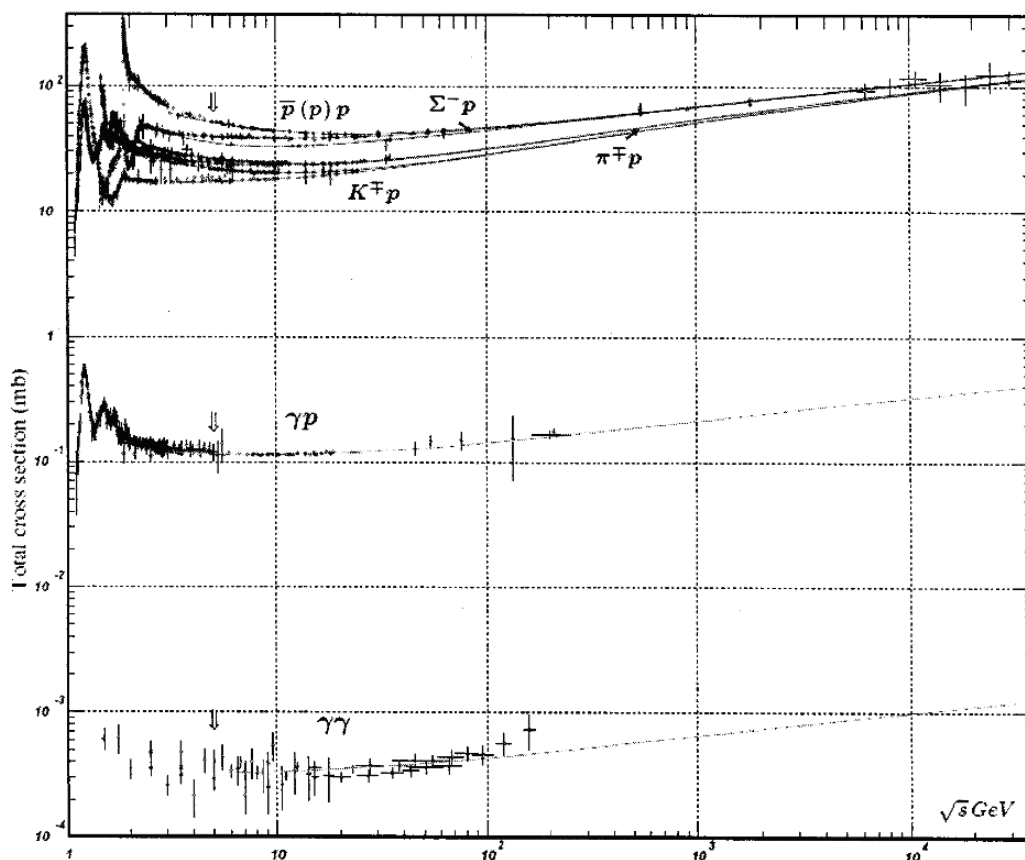


Рис. 7.5 Адронные, γp и $\gamma\gamma$ полные сечения.

Сечение реакции с участием барионов и антибарионов $\bar{p}p$, $\Sigma^- p$ на протоне, как правило, в 1,5 раза больше, чем сечения реакции под действием мезонов $K^- p$, $\pi^- p$, что объясняется кварковым составом мезонов и барионов: мезоны состоят из кварка и антикварка, а барионы из трех кварков. Соотношение сечений указывает на существенную роль кварк-кварковых взаимодействий в рассматриваемой области энергий.

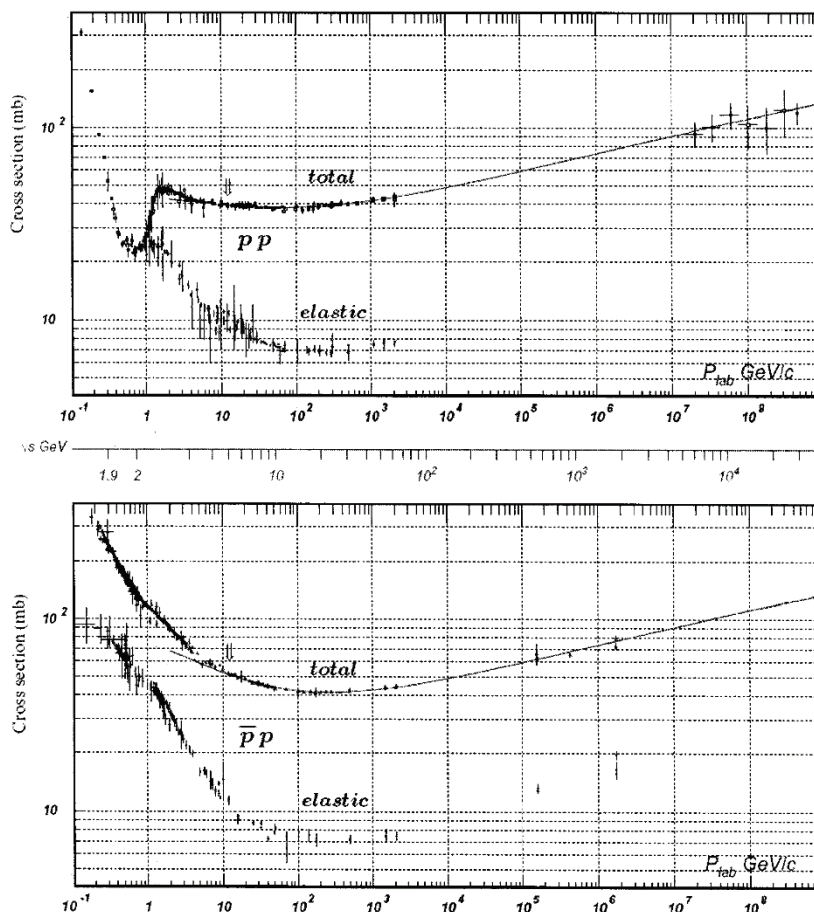


Рис. 7.6. Сечения полного и упругого pp и $p\bar{p}$ рассеяния в зависимости от импульса пучка в л.с. и полной энергии \sqrt{s} в с.ц.м.

Характерные величины электромагнитных сечений (γ, γ') 10^{-4} – 10^{-3} мбарн, что на 5–6 порядков меньше адронных сечений. Сечение реакции (γ, p) в диапазоне энергий от 1 до 100 ГэВ имеет величину 0,1–0,5 мбарн.

Столкновения антипротонов с протонами могут привести к упругому рассеянию, неупругому рассеянию, аннигиляции и к перезарядке.

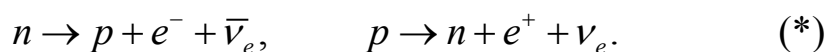
На рис. 7.5–7.6 приведены сечения полного и упругого pp - и $p\bar{p}$ -рассеяния в зависимости от энергии и импульса сталкивающихся частиц. Если в области энергий больше 10 ГэВ полные сечения реакций pp и $p\bar{p}$ имеют примерно одинаковые величины, то в области низких энергий $E < 1$ ГэВ полное сечение $p\bar{p}$ гораздо больше, чем сечение реакции pp . Это объясняется тем, что в этой области энергий открыт дополнительный канал реакции $p\bar{p}$ -аннигиляции.

При $p\bar{p}$ -аннигиляции при высоких энергиях происходят столкновения между отдельными кварками и антикварками, входящими в состав протона и антипротона. Такие столкновения приводят к образованию большого разнообразия частиц и, в частности, $p\bar{p}$ -столкновения были использованы для поиска и изучения частиц-переносчиков слабого взаимодействия W^\pm - и Z -бозонов.

Открытие W - и Z -бозонов

Промежуточные W^\pm - и Z -бозоны впервые наблюдались в 1983 г. в ЦЕРН в специально поставленном для этого эксперименте.

К. Руббиа: «С тех пор, как Анри Беккерель и Пьер и Мария Кюри сделали свои фундаментальные открытия в прошлом столетии, было обнаружено большое число бета-радиоактивных ядер. Все эти явления оказываются обусловленными парой фундаментальных реакций, в которых происходят взаимные превращения протона и нейтрона:



Согласно Ферми, эти процессы можно описать по теории возмущений как результат точечного взаимодействия, описываемого произведением всех четырех полей, участвующих в реакции.

При соударениях частиц высоких энергий наблюдались сотни новых адронов. Эти новые частицы, которые обычно нестабильны, оказываются столь же фундаментальными, как и нейтрон или протон. Большинство новых состояний проявляют такие же характерные особенности слабых взаимодействий, что и нуклоны. Спектроскопию этих состояний можно описать при помощи введения понятия о фундаментальных

точечных фермионах со спином $1/2$, кварках, обладающих дробными электрическими зарядами $+(2/3)e$ или $-(1/3)e$ и находящихся в трех различных состояниях по цвету. Универсальность явлений слабых взаимодействий при этом хорошо интерпретируется как следствие фермиевского взаимодействия на кварковом уровне. Например, реакции (*), в действительности, обусловлены следующими процессами:

$$(d) \rightarrow (u) + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (u) \rightarrow (d) + e^+ + \nu_e,$$

где (u) обозначает кварк с зарядом $+(2/3)e$, а (d) — кварк с зарядом $-(1/3)e$ (скобками указано, что кварки находятся в связанном состоянии). Кабиббо показал, что универсальность слабых взаимодействий семейств кварков можно хорошо понять, если считать, что существует заметное смешивание кварковых состояний с зарядом $-(1/3)e$. Подобным же образом три лептонных семейства — а именно, (e, ν_e) , (μ, ν_μ) и (τ, ν_τ) — ведут себя аналогично в процессах слабых взаимодействий...

Впервые, в 1938 г., Оскар Клейн предположил, что слабые взаимодействия могут передаваться массивными заряженными полями. Хотя Клейн использовал идею Юкавы о появлении короткодействующих сил за счет массивных квантов поля, в его теории также устанавливалась тесная связь между электромагнетизмом и слабыми взаимодействиями.

Теперь-то мы знаем, что его предвидение оправдалось в электрослабой теории Глэшоу, Вайнберга и Салама... Следует прямо процитировать высказывание Клейна: «Роли этих частиц и их свойства во многом подобны роли фотонов, и, возможно, мы можем назвать их «электрофотонами» (точнее, электрически заряженными фотонами)»». [Руббиа К. «Экспериментальное наблюдение промежуточных векторных бозонов W^+ , W^- и Z^0 » УФН 147 371–404 (1985)]

W^\pm - и Z -бозоны как переносчики слабого взаимодействия были предсказаны С. Вайнбергом, Ш. Глэшоу и А. Саламом в развитой ими электрослабой теории, объединившей электромагнитное и слабое взаимодействие. Предсказанные массы W - и Z -бозонов были в районе

соответственно 80 и 90 ГэВ/c². В 1976 г. для поиска W - и Z -бозонов было предложено построить в ЦЕРН новый ускоритель, и в 1981 г. такой ускоритель был создан под руководством С. Ван дер Меера. Этот ускоритель (суперсинхротрон $Sp\bar{p}S$) представлял собой протон-антипротонный коллайдер с энергиями сталкивающихся пучков протонов и антипротонов по 270 ГэВ каждый.

W - и Z -бозоны должны были рождаться в $p\bar{p}$ -столкновениях:

$$p + \bar{p} \rightarrow W^{\pm} + X \text{ и } p + \bar{p} \rightarrow Z + X,$$

где X – совокупность других частиц, рождающихся при $p\bar{p}$ -взаимодействии. Так как протон и антипротон состоят соответственно из трёх кварков ($p = uud$) и трёх антикварков ($\bar{p} = \bar{u}\bar{u}\bar{d}$), промежуточные бозоны W^+ , W^- , Z рождаются в результате кварк-антикваркового взаимодействия

$$u + \bar{d} \rightarrow W^+, \quad \bar{u} + d \rightarrow W^-, \quad u + \bar{u} \rightarrow Z, \quad d + \bar{d} \rightarrow Z.$$

Остальные два кварка и два антикварка при каждом $p\bar{p}$ -столкновении с рождением промежуточного бозона не участвуют в этом процессе и продолжают своё движение в направлении движения первичных $p\bar{p}$ -пучков, формируя струи адронов и антиадронов. Это направление, совпадающее с направлением движения первичных протона p и антипротона \bar{p} , обычно называется *продольным*.

Так как время жизни промежуточного бозона должно быть $\sim 10^{-25}$ с, зафиксировать его рождение можно лишь по продуктам его распада. В большинстве случаев промежуточный бозон распадается на пару кварк-антикварк, разлетающуюся в противоположные стороны. Однако, искать W - и Z -бозоны по кварк-антикварковой ветви их распада нецелесообразно, так как кварк и антикварк такого распада невозможно выделить из огромного фона кварков и антикварков, не участвующих в рождении W - и Z -бозонов и превращающихся в струи адронов и антиадронов.

Из адронного фона более надёжно выделяются распады W^{\pm} - и Z -бозонов на лептоны, при которых лептоны вылетают в направлениях перпендикулярных относительно направления столкновения протона и антипротона. Это направление называется *поперечным*.

$$W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e, \quad W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e, \quad Z \rightarrow e^+ + e^-,$$

где ν_e и $\bar{\nu}_e$ – электронное нейтрино и антинейтрино. Вероятности рождения W^{\pm} - и Z -бозонов в $p\bar{p}$ -столкновениях с последующим их

распадом по лептонным каналам равны соответственно около 10^{-8} и 10^{-9} от полной вероятности всех процессов, происходящих при $p\bar{p}$ -столкновении. Несмотря на маленькую долю распадов по лептонному каналу, наблюдение электронов и позитронов от распада W^\pm и Z -бозонов даёт возможность более надёжно идентифицировать W^\pm - и Z -бозоны. Поэтому было решено искать W - и Z -бозоны по их распадам на лептоны, летящие в поперечном направлении, т.е. под углами близкими к 90° относительно направления движения сталкивающихся $p\bar{p}$ -пучков. Этими лептонами обязательно должны были быть либо электрон (распад W^- -бозона) или позитрон (распад W^+ -бозона) и соответствующие им антинейтрино и нейтрино, либо электрон и позитрон (распад Z -бозона). Идентификация события рождения W^- -бозона должна выглядеть следующим образом. Имеющие почти одинаковые массы и скорости \bar{u} - и d -кварки испытывают лобовое столкновение и W^- -бозон рождается в состоянии покоя с $m_W c^2 \approx 80$ ГэВ. Затем W^- -бозон распадается на электрон и электронное антинейтрино, которые летят в поперечных противоположных направлениях с одинаковыми импульсами и практически одинаковыми энергиями $E(e) \approx E(\bar{\nu}_e) \approx \frac{m_W c^2}{2} \approx 40$ ГэВ.

Антинейтрино вылетает из детектора без регистрации. Событие с одним электроном, летящим с энергией 40 ГэВ в под углом 90° к направлению пучков $p\bar{p}$ и с недостающим поперечным импульсом $p_\perp = \frac{E(\bar{\nu}_e)}{c} \approx 40$ ГэВ/с в противоположном относительно электрона направлении, является доказательством образования и распада W^- -бозона. Никакая другая частица, кроме W^- -бозона, не может оставить такой след в экспериментальной установке.

Для идентификации Z -бозона детектор должен зарегистрировать электрон и позитрон, летящие в противоположные стороны под углом 90° к направлению пучков $p\bar{p}$ с одинаковыми энергиями

$$E(e^+) \approx E(e^-) \approx \frac{m_Z c^2}{2} \approx 45 \text{ ГэВ.}$$

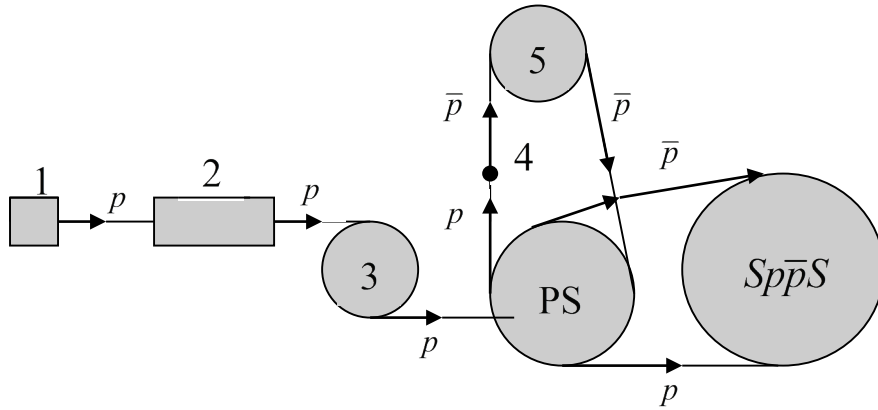


Рис. 7.7. Блок-схема ускорительного комплекса $Sp\bar{p}S$ (не в масштабе). $Sp\bar{p}S$ – основное кольцо протон-антипротонного суперсинхротрона на энергию 270 ГэВ.

PS – протон-антипротонный синхротрон на энергию 26 ГэВ.

1 – источник ионов, 2 – линейный ускоритель протонов на энергию 50 МэВ.

3 – предварительный синхротрон (бустер) на энергию 800 МэВ,

4 – мишень для получения антипротонов с энергией 3.5 ГэВ;

5 – накопитель антипротонов с энергией 3.5 ГэВ

Ускоритель $Sp\bar{p}S$ размещён на глубине 50 м под землёй в тоннеле диаметром 4 м. Радиус кольца ускорителя 1.1 км (соответственно, длина кольца 6.9 км). По окружности ускорителя было расположено в периодической последовательности 108 идентичных структур, состоящих из ~ 800 отклоняющих дипольных магнитов и более 200 фокусирующих квадрупольных магнитов. Пучок фокусировался попеременно в горизонтальной и вертикальной плоскостях.

В ускоритель $Sp\bar{p}S$ протоны и антипротоны поступали уже ускоренными до энергии 26 ГэВ в протонном синхротроне PS . В свою очередь, в PS они инжектировались из синхротрона меньших размеров (бустера), в котором энергия протонов достигала 800 МэВ. В бустер протоны попадали из линейного ускорителя на энергию 50 МэВ. В линейный ускоритель они поступали от газоразрядного источника ионов. Таким образом, $Sp\bar{p}S$ являлся ускорительным комплексом, состоящим из четырёх последовательных ускорителей. При создании $Sp\bar{p}S$ комплекс был дополнен системой генерации и накопления антипротонов.

Антипротоны рождались протонами, ускоренными до энергии 26 ГэВ в PS , падавшими на медную мишень. Доля антипротонов в общем числе адронов, образующихся в мишени, составляла 10^{-8} . Далее магнитные и электрические поля отбирали антипротоны с энергией 3.5 ГэВ, и они поступали в накопитель антипротонов. Накопленные антипротоны с энергией 3.5 ГэВ направлялись в PS и затем в $Sp\bar{p}S$, где

они, как и протоны, ускорялись до 270 ГэВ, двигаясь в одной и той же ускорительной камере в противоположных направлениях.

Для того, чтобы максимально увеличить эффективность использования пучков антипротонов, применялась процедура «охлаждения» антипротонного пучка, которая уменьшала разброс в траекториях и энергиях отдельных частиц, в результате чего пучки антипротонов становились более плотными, моноэнергетическими. В результате вероятность столкновения протонов и антипротонов существенно возрастала. Охлаждение происходило в антипротонном накопителе и осуществлялось стохастическим методом, предложенным Ван дер Меером. Специальный датчик в определённой точке вблизи орбиты антипротонов отслеживал их параметры и при отклонении траектории антипротона от оптимальной посылал сигнал на корректирующее устройство, располагавшееся через пол-оборота от датчика.

В коллайдере $S\bar{p}\bar{p}S$ энергии $p\bar{p}$ -пучков были выбраны равными 270 ГэВ. Суммарная энергия сталкивающихся протона и антипротона ($270 + 270 = 540$ ГэВ) намного превышает требуемые для рождения W - и Z -бозонов пороговые энергии (80 и 90 ГэВ). Энергия столкновения 540 ГэВ была подобрана оптимально для рождения промежуточных бозонов. Объясняется это тем, что необходимо учесть, что кварки (антикварки), составляющие протон (антипротон), несут лишь примерно половину его импульса. Оставшаяся половина импульса протона приходится на глюоны. Так как u - и d -кварки имеют примерно одинаковые массы, то на каждый из трёх кварков протона приходится $1/6$ полной энергии ускоренных протона и антипротона. Таким образом, оптимальная энергия столкновения кварка и антикварка, которая в процессах может быть использована на рождение промежуточного бозона, составляет примерно $1/6$ от величины 540 ГэВ, т. е. около 90 ГэВ.

Для регистрации событий распада W - и Z -бозонов были созданы две установки: UA1 и UA2, которые находились в разных точках столкновения $p\bar{p}$ -пучков и работали независимо. UA означает сокращённое словосочетание Underground Area – Подземная Зона.

Общий вид установки UA1 показан на рис. 7.8. UA1 является системой детекторов различного типа общим размером $10 \times 5 \times 10$ м³ и массой 2000 тонн. Управление работой детектора и обработку информации с него осуществляли 24 ЭВМ. Пучки протонов и антипротонов направлялись в детектор с двух противоположных сторон и сталкивались в его центре. Точка соударения $p\bar{p}$ -пучков

находилась внутри центрального детектора, имевшего форму цилиндра длиной 5.8 м и диаметром 2.3 м.

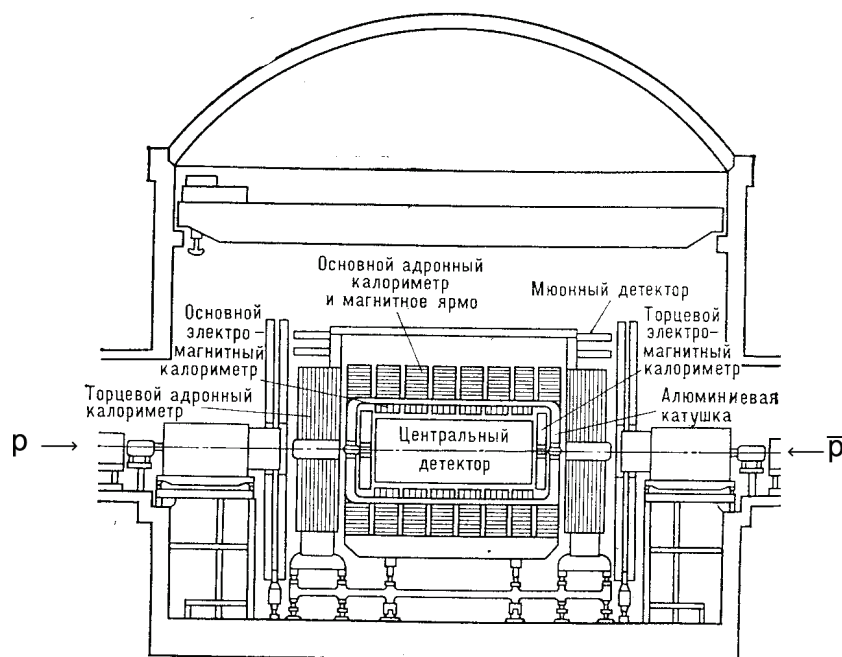


Рис. 7.8. Схема установки UA1. Пучки протонов и антипротонов влетают в детектор с диаметрально противоположных сторон (справа и слева) и, двигаясь навстречу вдоль оси вакуумной трубы, сталкиваются в середине центрального детектора

В центральной части детектора располагались большие дрейфовые камеры, помещённые в магнитное поле. Общее число проволок в этих камерах было равно 23 000. Магнитное поле 0.7 Тл создавалось в объёме $7 \times 3.5 \times 3.5 \text{ м}^3$. Центральный детектор позволял восстановить траектории частиц, рождавшихся при $p\bar{p}$ -столкновениях, определить их импульсы и ионизационную способность. Максимальное время дрейфа электронов, возникающих при ионизации заряженной частицей атомов газовой смеси в дрейфовой камере, было 3.6 мкс, т. е. несколько меньше временного интервала 3.8 мкс между двумя последовательными столкновениями сгустков протонов и антипротонов.

Центральный детектор был окружён электромагнитным калориметром, состоявшим из чередующихся слоёв свинца и сцинтиллятора. В калориметре поглощались электроны, позитроны и фотоны и измерялась энергия этих частиц. Электромагнитный калориметр в сочетании с центральным детектором позволял различать электроны, позитроны и адроны.

Высокоэнергичные адроны проходили через электромагнитный калориметр и попадали в адронный калориметр, которым служило железное ярмо магнита, проложенное слоями сцинтилляторов.

Информация с адронного и электромагнитного калориметров позволяла определить энергию и направление движения регистрируемых ими частиц.

За пределы адронного калориметра из заряженных частиц могли выйти только мюоны μ^\pm . Для их регистрации предназначался мюонный детектор, который являлся самой внешней детектирующей системой UA1. Мюонный детектор представлял собой несколько слоёв дрейфовых камер.

Детектор UA1 регистрировал и идентифицировал все частицы, кроме нейтрино и антинейтрино, вылетающие под углами $\geq 0,2^\circ$ относительно оси сталкивающихся $p\bar{p}$ -пучков. Уникальные возможности UA1 позволяли зарегистрировать практически все события взаимодействия протонов и антипротонов и реконструировать картину каждого из них.

Сечение рождения W -бозонов в $p\bar{p}$ -столкновении $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W^\pm) \approx 5 \cdot 10^{-33}$ см². Лишь примерно 8% родившихся W -бозонов распадаются по каналу $W \rightarrow e + \nu$, который необходимо было обнаружить. Рождение Z -бозонов и их распад по каналу $Z \rightarrow e^+ + e^-$ происходит почти в 10 раз реже. В 30-дневном сеансе в ноябре-декабре 1982 г. в результате анализа 1 млрд. $p\bar{p}$ -соударений было зафиксировано 6 событий $W \rightarrow e + \nu$. Ещё 4 события $W \rightarrow e + \nu$ были зарегистрированы на установке UA2.

Таблица 7.2

Характеристики W - и Z -бозонов

Характеристика	W^\pm -бозон	Z -бозон
Спин J	1	1
Электрический заряд	± 1	0
Масса, ГэВ	$80,398 \pm 0,025$	$91,1876 \pm 0,0021$
Ширина распада, ГэВ	$2,141 \pm 0,041$	$2,4952 \pm 0,023$
Каналы распада, %	$e^+ \nu$ $10,75 \pm 0,13$ $\mu^+ \nu$ $10,57 \pm 0,15$ $\tau^+ \nu$ $11,25 \pm 0,20$ адроны $67,60 \pm 0,27$	$e^+ e^-$ $3,363 \pm 0,004$ $\mu^+ \mu^-$ $3,366 \pm 0,007$ $\tau^+ \tau^-$ $3,370 \pm 0,08$ $\nu \bar{\nu}$ $20,00 \pm 0,06$ адроны $69,91 \pm 0,06$

В следующих экспериментальных сеансах 1983 г. было получено уже несколько десятков событий рождения и распада W -бозонов. Кроме того, были обнаружены первые 13 случаев рождения и распада

Z -бозонов. Из данных экспериментов были определены массы W - и Z -бозонов:

$$m_W c^2 = (81 \pm 2) \text{ ГэВ}, \quad m_Z c^2 = (93 \pm 2) \text{ ГэВ},$$

которые практически совпали с предсказаниями электрослабой теории. Характеристики W - и Z -бозонов приведены в таблице 7.2.



Карло Руббиа
(р. 1934)



Симон ван дер Меер
(1925 – 2011)

В 1984 г. К. Руббиа и С. ван дер Меер получили Нобелевскую премию по физике «за решающий вклад в большой проект, осуществление которого привело к открытию квантов поля W и Z — переносчиков слабого взаимодействия».