УСПЕХП ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

нобелевские лекции по физике 1984 года

539.12.01

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ВЕКТОРНЫХ БОЗОНОВ W+, W- И Z0*)

К. Руббиа

1. ВВЕДЕНИЕ

В этой лекции я опишу открытие триплета элементарных частиц W+, W- и Z⁰ — наиболее тяжелых элементарных частиц, полученных на ускорителях вплоть до сего дня. Они считаются переносчиками явлений слабых взаимодействий.

В масштабах космологии слабые взаимодействия играют самую главную роль. Например, именно процесс слабого взаимодействия

$$p + p \rightarrow {}^{2}H + e^{+} + v_{e}$$

контролирует основные реакции на Солнце. Наиболее поразительная особенность этих явлений состоит в том, что они обнаруживают себя крайне редко: даже при температурах и плотностях, которые господствуют в пентре Солнца, этот процесс приводит к такому выделению тепла на единицу массы, которое составляет всего лишь 1/100 от тепла, получающегося при естественном обмене веществ в человеческом организме. Именно медленность протекания этих процессов делает их столь драгоценными. Ведь они, например, обеспечивают подходящие температуры, необходимые для поддержания жизни на Земле. А скорость протекания реакций непосредственно связана с очень большой массой квантов W-поля.

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:

$$\mathbf{n} \to \mathbf{p} + \mathbf{e}^- + \mathbf{v}_e, \quad \mathbf{p} \to \mathbf{n} + \mathbf{e}^+ + \mathbf{v}_e. \tag{1}$$

Согласно Ферми¹, 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

R u b b i a C. Experimental Observation of the Intermediate Vector Bosons W+, W- and Z⁰: Nobel Lecture. Stockholm, 11 December 1984. - Перевод И. М. Дремина.

The Nobel Foundation 1985. (\mathbf{C})

Перевод на русский язык, Изрательство «Наука». Главная редакция физико-математической литературы, «Успехи физических наук», 1985 Ć)

помощи введения понятия о фундаментальных точечных фермионах со спином 1/2, кварках, обладающих дробными электрическими зарядами + (2/3)е или — (1/3)е и находящихся в трех различных состояниях по цвету. Универсальность явлений слабых взаимодействий при этом хорошо интерпретируется как следствие фермиевского взаимодействия на кварковом уровне². Например, реакции (1), в действительности, обусловлены следующими процессами:

$$(d) \rightarrow (u) + e^- + v_e, \quad (u) \rightarrow (d) + e^+ + v_e,$$
 (2)

где (u) обозначает кварк с зарядом +(2/3)e, a (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 $-(1/3)e^3$. Подобным же образом три лептонных



Рис. 1. Полные поперечные сечения мюонных нейтрино и антинейтрино как функции энергии нейтрино (для заряженных токов).

Данные воспроизводятся по Particle Data Group (Rev. Mod. Phys., April 1984, v. 56, No. 2, p. 2), переизданным в ЦЕРНе. Линиями показаны эффекты за счет пропагатора W

семейства — а именно, (e, v_e), (μ , v_{μ}) и (τ , v_{τ}) — ведут себя аналогично в процессах слабых взаимодействий, если принять во внимание разницы в массах. Пока еще неизвестно, проявляется ли также (по аналогии с кабиббовским смешиванием) смешивание нейтринных состояний (осцилляции нейтрино).

Все это привело к очень простой модели, поддающейся расчету в рамках теорий возмущений, в которой имеются три кварковых тока, составленных из пар (u, d_c) (c, s_c) и (t, b_c) *) и три лептонных тока из пар (e, v_e), (μ , v_µ) и (τ , v_τ). Кажцый из этих токов имеет стандартный векторный вид ⁴ $J_{\mu} = \bar{f_1} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) f_2$. Каждая пара произведений токов J_{μ} , j_{μ} связана с основным четырехфермионным взаимодействием, появляющимся с вероятностью, определяемой универсальной фермиевской константой $G_{\rm F}$:

$$\mathcal{L}(x) = \frac{G_{\mathrm{F}}}{\sqrt{2}} J^*_{\mu}(x) j^{\mu}(x) + \kappa. \mathrm{c.},$$

*) Здесь индекс С указывает на кабиббовское смешивание.

где $G_{\rm F} = 1,16632 \cdot 10^{-5}$ ГэВ⁻² ($\hbar = c = 1$). Описание по теории возмущений процессов слабых взаимодействий, как точечных, находится в прекрасном согласии с результатами экспериментов, включая даже эксперименты при наивысших q^2 , проведенные с пучками нейтрино очень высоких энергий (рис. 4). Однако мы знаем, что такие вычисления в низшем порядке теории возмущений не полные и не могут нас удовлетворять. Согласно квантовой механике необходимо учитывать также все члены высших порядков, но они оказываются квадратично расходящимися. Более того, при энергиях в системе центра масс, превышающих примерно 300 ГэВ, полное сечение, вычисленное в первом порядке, нарушает принцип сохранения вероятности.

Впервые, в 1938 г., Оскар Клейн ⁵ 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



Рис. 2. а — Фейнмановская диаграмма с обменом виртуальным W, переносящим слабое взаимодействие (реакция (2)); 6 — фейнмановская диаграмма прямого рождения W-частицы (заметьте, что смена ароматов кварков заменяется здесь на аннигиляцию кварка с антикварком)

мы знаем, что его предвидение оправдалось в электрослабой теории Глэшоу, Вайнберга и Салама ⁶, которая еще будет обсуждаться подробнее в этой лекции. Следует прямо процитировать высказывание Клейна:

«Роли этих частиц, и их свойства, во многом подобны роли фотонов, и, возможно, мы можем назвать их «электро-фотонами» (точнее, электрически заряженными фотонами)».

В этой лекции я буду следовать принятым сейчас обозначениям W⁺ и W⁻ для этих частиц — от слова «weak» (англ. — «слабый»)⁷, хотя надо признать, что определение Клейна^{*} теперь намного более уместно. Основные фейнмановские диаграммы реакции (2) показаны на рис. 2, *а*.

Вводится новая безразмерная константа связи g, выражающаяся через $G_{\rm F}$ соотношением $G_{\rm F}/\sqrt{2} \equiv g^2/m_{\rm W}^2$ при $q^2 \ll m_{\rm W}^2$. Из V — А-структуры фермиевского взаимодействия следует, что спин J W-мезона равен 1. Стоит отметить, что в статье Клейна по аналогии с фотоном принято J = 1 и $g = \alpha$. Прекрасное описание данных по взаимодействиям нейтрино с помощью точечного четырехфермионного взаимодействия (см. рис. 1) указывает на то, что $m_{\rm W}$ очень велика (≥ 60 ГэВ/ c^2) и может быть положена бесконечно большой ($m_{\rm W} = \infty$).

2. РОЖДЕНИЕ W-ЧАСТИЦ

Прямое рождение W-частиц с последующим распадом их на электрон и нейтрино показано на рис. 2, 6. Энергия соударяющихся кварка и антикварка в их системе центра масс должна быть достаточно велика, а именно $\sqrt{s} = m_{\rm W}$. Поперечное сечение в районе резонанса должно следовать характерной брейт-вигнеровской форме кривой, известной из экспериментов в ядерной физике. Легко вычислить поперечное сечение

$$\sigma\left(q\overline{q}\rightarrow W\right) = \frac{3}{4}\pi\lambda^{2}\Gamma_{i}\Gamma\left[(E-m_{W})^{2}+\frac{\Gamma^{2}}{4}\right]^{-1},$$

где λ — деленная на 2л длина волны кварка в системе центра масс. Кварк и антикварк должны обладать идентичными цветами. Ширина начального состояния $\Gamma_i \equiv \Gamma_{q\bar{q}} = 4,5 \cdot 10^{-7} m^3$ (ГэВ), вычисленная по G_F , оказывается весьма большой: именно, для величины $m_W = 82$ ГэВ/с², предсказываемой SU (2) × U (1)-теорией, $\Gamma_{q\bar{q}} \approx 450$ МэВ. Полная ширина



Рис. 3. Структурные функции F_2 , xF_3 и $\bar{q}^{\overline{\nu}}$, измеренные в различных экспериментах, при фиксированном значении Q^2 , отложенные в функции от x.

Всюду предположено, что $R = \sigma_L/\sigma_T = 0$. Электромагнитная структурная функция $F_2^{\mu N}$ по данным ЕМС (Европейская мюонная коллаборация) и ВFP (Беркли, Лаборатория им. Лоуренса, Лаборатория им. Ферми, Принстон) сопоставляется со структурной функцией $F_2^{\nu N}$ для заряженных токов, причем учтен множитель 18/5 для усредненного кваррата заряда кварков. Никаких поправок не вводилось на различие между странными и очарованными морскими кварками, т. е. использовалась формула $F_2 = x [q + \tilde{q} - (3/5) (s + \bar{s} - c - \bar{c})]$. (В этой области Q^2 функция $F_2^{\nu N}$ понижена на соответствующую величину за счет пороговых эффектов рождения очарования в процессе $s \to c$.) Распределение антикварков, измеренное в рассеянии антинейтрино, есть $\bar{q}^{\bar{\nu}} = x (\bar{u} + \bar{d} + 2\bar{s})$. Сплощные лини описываются формулами: $F_2 = 3.9x^{o_155} (1 - x)^{s_12} + 1,1 (1 - x)^s$; $xF_3 = 3.6x^{o_155} (1 - x)^{s_12}, \bar{q}^{\bar{\nu}} = 0,7 (1 - x)^s$. Множители относительной нормировки были выбраны так, чтобы оптимизировать согласие и и 1 г. Сылтики: $CDHS \longrightarrow A$ в га то w i c z H. et al. — Zs. Phys. Ser. C. 1983, Bd. 17, S. 283; CCFRR — S c i u 1 i f. (частное сообщение); EMC - A и b e rt J. J. et al. — Phys. Rev. Lett. 1983, v. 51, p. 1826; M e y e rs P. Ph. D. Thesis: LBL-17108.— Berkeley: Unit. of Calif., 1983 (любезно предоставлено J. C a r r'ом, LBL)

 Γ зависит от числа поколений кварков и лептонов. Приняв $N_q = 3$ и $N_l = 3$ и взяв снова $m_W = 100$ ГэВ, мы получим $\Gamma = 4\Gamma_{q\bar{q}} = 2$ ГэВ. В максимуме резонансной кривой

$$\sigma$$
 ($q\bar{q} \rightarrow W$, $V\bar{s} = m_W$) = $3\pi \lambda_i^2 B_i$,

где $B_i = \Gamma_i / \Gamma$ называется бренчингом входного канала.

Конечно, непосредственно наблюдать столкновения кварков с антикварками не удается, так как кварки в свободном состоянии нам недоступны. Наилучшей заменой служат соударения протонов с антипротонами. Доля импульса нуклона, несомая кварками и антикварками в протоне, показана на рис. З. Из-за наличия антикварков можно эффективно использовать и протон-протонные соударения для того, чтобы рождать W-частицы. Однако при этом потребуется заметно большая энергия сталкивающихся пучков и не видно способа определения направлений движения кварка и антикварка. Как мы впоследствии увидим, этот произвол помешает наблюдению важных асимметрий, связанных с нарушением четности (P) и зарядовой симметрии (С) в слабых взаимодействиях. Энергия соударения кварка с антикварком в системе центра масс s_{аā} связана с S_{pp} s хорошо известной формулой

$$s_{q\bar{q}} = S_{p\bar{p}} x_{p} x_{\bar{p}}.$$

Заметим, что согласно рис. З для того, чтобы обеспечить правильную корреляцию между кварком протона (и антикварком антипротона), энергия



Рпс. 4. Поперечные сечения рождения промежуточных векторных бозонов в протон-антипротонных столкновениях.

Масса параметризована как т^{-1/2} = \sqrt{s}/M . Заметьте, что вероятность неправильной идентификации кварка и антикварка мала́ согласно рис. а. Кружки и квадратики на рис. б относятся к предсказаниям SU(2) × U(1)-модели для значений масс бозонов

должна быть такой, что $x_{\rm p} pprox x_{\rm \overline{p}} \geqslant 0,25$. Поэтому имеется одна широкая область оптимальных энергий для протон-антипротонных соударений при заданной массе W-частиц. Для $m_{\rm w} = 80$ ГэВ/ c^2 , $\sqrt{S_{\rm pp}} \approx 400-600$ ГэВ. В случае процессов

$$p\bar{p} \rightarrow W^{\pm} + X$$
, $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + v_{e}$

(где Х обозначает фрагментацию партонов-спектаторов) нетрудно вычислить сечение рождения W, свертывая резонансные выражения сечений с импульсными распределениями партонов в р и р (рис. 4). При $m_{\rm W} =$ = 82 ГэВ/ c^2 и $\sqrt{s_{nn}} = 540$ ГэВ, находим $\sigma B = 0.54 \cdot 10^{-33}$ см².

3. ПРОТОН-АНТИПРОТОННЫЕ СТОЛКНОВЕНИЯ

Единственный практически реальный способ получения энергии в системе центра масс порядка 500 ГэВ состоит в том, чтобы сталкивать пучки протонов и антипротонов⁸. В течение долгого времени эту идею считали непрактичной из-за малой плотности пучков, используемых как мишени. Скорость счета событий R в процессах, идущих с поперечным сече-

нием σ , для двух вращающихся с частотой f_0 навстречу друг другу сгустков

частиц, сталкивающихся лоб в лоб с числами частиц n₁ и n₂, равна

$$R = \frac{1}{4} n_1 n_2 f_0 \frac{\sigma}{\pi \rho^2},$$

где ρ есть (общий) радиус пучка, а числовой множитель 1/4 учитывает интегрирование по гауссовым профилям. Для нашего эксперимента $\rho = 0.01$ см и $\sigma = 10^{-84}$ см². Поэтому $\sigma/\pi\rho^2 = 3 \cdot 10^{-31}$ и необходима большая величина произведения $n_1 n_2$ для того, чтобы преодолеть «геометрический» эффект.

Схема, используемая в данной экспериментальной программе, обсуждалась Руббиа, Клайном и Мак-Интайром ⁹ и приведена на рис. 5. В ней используется существующий протонный синхротрон ЦЕРНа (PS) на 400 ГэВ ¹⁰, соответствующим образом модифицированный с тем, чтобы накопить вращающиеся навстречу друг другу сгустки протонов и антипротонов при



Рис. 5. Общая схема встречных протон-антипротонных пучков согласно⁹. Протоны с импульсом 100 ГэВ/с периодически впрыскиваются короткими порциями и рождают антипротоны с импульсом 3,5 ГъВ/с, которые накапливаются и охлаждаются в малом кольце. Затем антипротоны вновь впрыскиваются в ВЧ канал основного кольца и ускоряются до максимальной энергии. Они сталкиваются лоб в лоб со сгустками протонов стой же энергией, но вращающымися в противоположном направлении

энергии 270 ГэВ в каждом из пучков. Антипротоны получаются при столкновениях протонов энергии 26 ГэВ из PS с твердотельной мишенью. Накапливаясь в небольшом кольце с энергией 3,5 ГэВ, они подвергаются стохастическому охлаждению ¹¹ для того, чтобы сжать фазовое пространство. В табл. І приведены параметры, полученные в работе ⁹. Принимая во внимание, что первоначальное предложение формулировалось для другого ускорителя, а именно, для синхротрона Фермиевской лаборатории (Батавия, шт. Иллинойс, США), следует признать, что они оказались весьма близкими к тем условиям, которые реализовались в варианте SPS. Подробнее о накоплении антипротонов рассказано в следующей лекции Симона ван дер Меера.

Церновские эксперименты с протон-антипротонными столкновениями были первым, и до сих пор единственным, примером использования накопительного кольца, в котором сгустки протонов и антипротонов сталкивались друг с другом. Хотя в рр-коллайдере ЦЕРНа применяются пучки в виде сгустков, как и в е⁺е⁻-коллайдерах, здесь отсутствует подавление фазового пространства за счет синхротронного излучения. Более того, поскольку антипротонов меньше, приходится использовать коллайдер в условиях относительно больших взаимодействий пучок-пучок, чего не надо было делать при. непрерывных протонных пучках на запущенных ранее пересекающихся накопительных кольцах (ISR) в ЦЕРНе¹². Одним из наиболее замечательных результатов, полученных на рр-коллайдере, возможно, был тот факт, что коллайдер действовал со столь высокой светимостью. В свою очередь это означало большой сдвиг частот бетатронных колебаний из-за пучок-пучковых взаимодействий. В самом начале сооружения ускорителя высказывалась очень серьезная озабоченность относительно возможной

376

Таблица 1

Параметры ускорителя (из работы ⁹)

1. Основное кольцо (Фермиевская	лаборатория)		
Импульс	250 (400) FaB/c		
Эквивалентная энергия в лабораторной системе	133(341) TaB		
ROODTHERT THE DD			
Vекопающая цастота	53 44 MFm		
Номер ускоряющей гармовики	4443		
Пиковое напояжение/оборот	3.3.10 ⁶ B		
Остаточное давление газа	$< 0.5 \cdot 10^{-7}$ Topp		
Бета-функции в точке взаимолействия	3.5 м		
Боэффициент сжатия орбиты	$\sim 0 \text{ M}$		
Инвариантный эмиттанс $(N_{\rm p} = 10^{12})$:			
продольный	3 эВ.с		
поперечный	50 л·10-6 рад·м		
Длина сгустка	2,3 м		
Проектируемая светимость	5·10 ²⁹ (8·10 ²⁹) см ⁻² с ⁻¹		
2. Источник антипротонов (стохастическое охлаждение 11)			
Номинальный импульс накапливаемых р	3.5 ГэВ/с		
Плина кольца	100 M		
Аксептанс по импульсам	0.02		
Бетатронный аксептанс	100 π·10-6 рад·м		
Полоса частот стохастического охлаждения	400 МГц		
Максимальное стохастическое ускоряющее В4	3000 B		
напряжение			
Полоса частот бетатронного стохастического	200 МГц		
охлаждения			
Окончательный инвариантный эмиттанс:	A F D		
продольный	0,5 aB .c		
поперечный	10 π·10-° рад∙м		

нестабильности пучков вследствие взаимодействий пучок-пучок. Силу воздействия пучков друг на друга можно представить себе в виде периодической последовательности сильно нелинейных потенциальных возмущений. Как ожидается, она должна возбуждать континуум резонансов в накопительном кольце, который, в принципе, характеризуется плотностью рациональных чисел. Ограничиваясь самыми существенными чертами, можно рассматривать случай слабого антипротонного пучка, сталкивающегося напрямую с протонным пучком в виде плотных сгустков. Связанное с боковым отклонением $\Delta x'$ приращение действия $W = \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2$ антипротона равно $\Delta W = \beta (\Delta x')^2 + 2 (\alpha x + \beta x') \Delta x'$. Оно может быть выражено в терминах сдвига частот бетатронных колебаний ΔQ с помощью соотношения $\Delta x' = 4\pi \Delta Q x/\beta$. Если мы теперь предположим, что последовательные возмущения происходят случайным образом, то второе слагаемое в ΔW после усреднения обратится в нуль и получается

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{1}{2} (4\pi \Delta Q)^2$$

При проектируемой светимости получалось $\Delta Q \sim 0,003$, что давало $\Delta W/W = 7,1 \cdot 10^{-4}$. В действительности это число довольно большое, так как *e*-кратное увеличение W происходит при этом всего лишь после $1/7,1 \cdot 10^{-4} = 1,41 \times 10^3$ возмущений! Таким образом, единственной причиной, почему движение антипротонов все же оказывается устойчивым, является тот факт, что эти сильные возмущения действуют не случайным образом, а периодически, причем пучок обладает хорошей «памятью», что приводит к их когерентному, а не случайному сложению. Тогда вне резонансов эффекты этих возмущений в среднем сокращаются и никакого роста амплитуды не наблюдается. Теоретически вычислить последствия взаимодействия пучков очень трудно,

если не невозможно вообще, так как эта проблема, а priori, кажущаяся чисто детерминистской, может обнаружить специфику стохастического поведения и необратимость характеристик, типичную для процессов диффузионного типа.

Измерения, проведенные на электрон-позитронном накопительном кольце SPEAR в Стэнфорде, еще более усугубили всеобщую озабоченность по поводу жизнеспособности предлагаемого проекта рр-коллайдера. При уменьшении энергии сталкивающихся электронов (рис. 6) получались все меньшие





Видно заметное уменьшение допустимого сдвига частот при более низких энергиях вследствие уменьшенного синхротронного затухания. Экстраполяция на случай протон-антипротонных столкновений, где затухание отсутствует, а потому время затухания постоянно, должна приводить к времени жизни пучка, допускающей исключительно малый сдвиг частот бетатронных колебаний, а, к светимости, не представляющей интереса для практических целей

значения максимально разрешенного сдвига частот бетатронных колебаний, что интерпретировалось как следствие уменьшенного затухания синхротронного излучения.

Приравнивая необходимое время жизни пучка в рр-коллайдере (где затухание отсутствует) экстраполированному значению времени затухания в е + е - коллайдере, получаем максимально допустимую величину сдвига частот бетатронных колебаний, равной $\Delta Q = 10^{-5} - 10^{-6}$, что катастрофически мало. Это мрачное предсказание не было подтверждено нашим опытом работы на коллайдере, где $\Delta Q = 0,003$ в каждом месте пересечения пучков и обычно таких мест шесть, а время стабильной светимости пучков приближается к одному дню. Тогда в чем же кроется причина столь разительного противоречия между экспериментированием с протонами и опытами с электронами? Отличие вызвано появлением синхротронного излучения в последнем случае. Излучение фотонов служит основным источником быстрой стохастизации в промежутках между точками пересечений пучков и приводит к быстрому ухудшению эмиттанса пучков. К счастью, то же самое явление обеспечивает нас эффективным механизмом затухания. Протон-антипротонный коллайдер способен работать потому, что оба механизма отсутствуют — как стохастизация, так и затухание. Эта необычайно благоприятная комбинация эффектов привела к тому, что рр-коллайдеры превратились во вполне реальные орудия исследования. Имеются все возможности для заметного улучшения их в дальнейшем. Накопление большего числа антипротонов позволит получить существенно более высокие светимости. Сейчас в ЦЕРНе воплощается в жизнь проект, согласно которому можно будет получать за один-единственный день столько антипротонов, что будет достигнута интегральная светимость, на которой базируются все результаты, описанные в этой лекции (~100 нбн⁻¹).

4. МЕТОД ДЕТЕКТИРОВАНИЯ

Процесс, который мы хотим наблюдать, показан на рис. 2, б, а именно

$$p + \overline{p} \rightarrow W^{\pm} + X, \quad W^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e,$$
 (3)

где Х указывает сумму по всем многочисленным состояниям, которые возникают в результате взаимодействия протонов (спектаторы). Детектиро-

вать электроны высокой энергии сравнительно просто, а вот наблюдать испускание нейтрино довольно непривычно в экспериментах со сталкивающимися пучками. Вероятность вторичного взаимодействия нейтрино в любой аппаратуре разумных размеров исключительно мала. Поэтому нам приходится уповать на кинематику для того, чтобы косвенным образом обнаружить факт излучения нейтрино. Этого удается добиться с помощью соответствующим способом спроектированного де-тектора ¹³, чувствительность которого по отношению ко всем заряженным или нейтральным взаимодействующим частицам, рожденным в процессе соударения, равномерна во всем объеме по полному телесному углу. Поскольку мы наблюдаем взаимодействия в системе центра масс, любой заметный дисбаланс импульса сигнализирует о наличии одной или большего числа невзаимодействовавших частиц, предположительно - нейтрино.

В этой методике удачно используются калориметры, так как их эффективность регистрации энергии можно сделать достаточно однородной для различных попадающих в них частиц. Калориметрия идеально подходит



Построение векторов потока энергии

y

Ячейка



и для аккуратных измерений энергии вылетающего в процессе (3) высокоэнергичного электрона. Выделение энергии (рис. 7) в отдельных ячейках E_i преобразуется в вектор потока энергии $\mathbf{E}_i = \mathbf{n}_i E_i$, где \mathbf{n}_i обозначает единичный вектор, направленный от точки соударения к центру данной ячейкп. Тогда, если не испущено ни одной невзаимодействующей частицы, должно быть $\sum \mathbf{E}_i = 0$ для релятивистских частиц при идеальной регистрации в калориметре. Суммирование ведется по полному телесному углу. В действительности такая сумма всегда оказывается конечной $\Delta \mathbf{E}_{\mathrm{M}} = \sum \mathbf{E}_{i}$. Эту величину называют вектором «недостающей энергии». Очевидно, что в случае испускания нейтрино $\mathbf{p}_v = -\Delta \mathbf{E}_M$. Для процесса (3) этот эффект особенно нагляден, так как в системе покоя W-частицы импульс нейтрино $p_{\rm v} = m_{\rm W}/2$ очень большой.

Практически реализованный детектор такого типа ¹⁴ показан на рис. 8, а. Вслед за большими дрейфовыми камерами, помещенными в горизонтально направленное магнитное поле напряженностью 7 000 Гс, ориентированное перпендикулярно к направлению пучка и предназначенное для анализа импульсов частиц, расположено шесть концентрических наборов калориметров, разбитых на небольшие ячейки (рис. 8, δ). Они окружают точку соударения вплоть до углов около 0,2° по отношению к направлению пучков. Действие этих калориметров схематически показано на рис. 9, *а*. Первые четыре сегмента представляют собой сендвичи из свинца и сцинтиллятора, в которых



Рис. 8. а — Детектор UA1 покрывает практически весь телесный угол вплоть до 0,2°; 6 — схематическое изображение функций каждой из элементарных ячеек, закрывающей данный телесный угол (из таких ячеек составлен весь детектор)

электроны быстро поглощаются (рис. 9, δ). За ними идут две секции сендвичей из железа и сцинтиллятора, которые служат также границей магнитного поля. Все адроны поглощаются в этих калориметрах. Мюоны регистрируются в восьми рядах больших дрейфовых камер, которые покрывают весь объем детектора. Если зарегистрировано один или несколько мюонов, то их импульсы, измеренные по кривизне траектории в магнитном поле, следует добавить «руками» к вектору потока энергии. Эффективность измерений потока энергии была проверена на стандартных соударениях (с минимальной дискриминацией). Рис. 10 показывает, насколько хорошо в таких событиях меряется вертикальная компонента вектора недостающей энергии. Разрешение вектора недостающей энергии



Рис. 9. *а* — Схема элементарной ячейки (вслед за четырьмя сегментами сендвича из свинца и сцинтиллятора расположены два элемента сендвича из железа и сцинтиллятора, которые служат также ограничителями действия магнитного поля); *б* — энерговыделение от пионов и электронов высоких энергий (природу частицы можно определить по кривым на рисунке)



Рис. 10. Распределение вертикальной компоненты недостающей поперечной энергии и полной поперечной энергии, регистрируемой во всех ячейках калориметра

 $\Delta \mathbf{E}_{\mathbf{M}}$ по каждой из поперечных компонент можно параметризовать выражением $\sigma = 0.43 \sqrt{\sum_{i} E_{\mathrm{T}}^{(i)}}$, где $\sum_{i} E_{\mathrm{T}}^{(i)}$, в гигаэлектронвольтах, есть скалярная сумма поперечных компонент потока энергии $E_{\mathrm{T}}^{(i)}$. Такая же параметризация подходит для событий, в которых появляются струи с большим поперечным импульсом и для которых неоднородности структуры детектора более критичны, так как выделение энергии сильно локализовано (рис. 11). Функция разрешения показана на рис. 12, где приведена недо-

стающая энергия для двухструйных событий вместе с монте-карловским расчетом искомого распределения, использующим ожидаемое поведение калориметра согласно данным с тестовым пучком, а также измеренные функции фрагментации струй.



Рис. 11. Разрешение поперечной энергии в событиях с минимальной дискриминацией и в струйных событиях



Рис. 12. Баланс поперечной энергии в наборе двухструйных событий.

Чтобы свести горизонтальную шкалу к числу стандартных отклонений (n) надо использовать соотнопение n² = 2x. Переменные выбраны таким образом, чтобы преобразовать гауссово распределение в калориметре к линейному закону. Сплошной линией показаны результаты расчета, основанного на ожидаемых показаниях калориметра при измерениях с тестовыми пучками частиц

Для типичного события с $\sum_{i} E_{\mathrm{T}}^{(i)} = 80$ ГэВ мы измеряем поперечные ком-

поненты $\Delta \mathbf{E}_{\mathrm{M}}$ примерно до 4 ГэВ. Продольная компонента баланса энергии не используется при нашем анализе потому, что, несмотря на малость зазора, через который проходят пучки ($\leq 0, 2^{\circ}$), вторичные частицы с высокой энергией довольно часто проскакивают в него.

5. НАБЛЮДЕНИЕ СИГНАЛА ОТ W → e + v

Коллаборация UA1 сообщила ¹⁵ о наблюдении заряженного промежуточного векторного бозона в статье, опубликованной в феврале 1983 г. Вскоре за этим последовала аналогичная статья коллаборации UA2 ¹⁶. Были приведены следующие значения для массы $m_W = 80 \pm 5 \ \Gamma \Im B/c^2$ (UA1) и $m_W = 80^{+10}_{-6} \ \Gamma \Im B/c^2$ (UA2). С тех пор экспериментальная статистика была заметно увеличена, и мы теперь намного лучше понимаем все явление. В частности, отбор событий, отвечающих реакции (3), сейчас строго доказателен, а не постулятивен. Опишем здесь, как проводится анализ событий группой UA1 ¹⁷.

Наши результаты получены при интегральной светимости 0,136 пбн⁻¹. Прежде всего, мы проводили инклюзивный поиск изолированных электронов с высокой энергией. Условия триггерного отбора требовали наличия кластерного выделения энергии в электромагнитных калориметрах при углах больше 5° с поперечной энергией, превышающей 10 ГэВ. При восстановлении



Рис. 13. Распределения, демонстрирующие качество электронного сигнала. а — Энерговыделение в ячейках адровного калориметра, помещенного ва 27 радиационными длинами детектора электромагнитных ливней; 6 — доля энергии электрона, выделенная в четвертом ряду (глубиной 6 радиационных длин, после конвертера в 18 радиационных длин) детектора электромагнитных ливней (кривая показывает ожидаемое распределение по данным от тестовых пучков); е — то же, что и на рис. 6, но для первого ряда ливневого детектора (первые 6 радиационных длин)

событий этот порог был увеличен до 15 ГэВ, в результате чего осталось около 1,5.10⁵ событий первичных взаимодействий двух пучков.

Потребовав наличия также и изолированного трека с р_т > 7 ГэВ/с в центральном детекторе, мы уменьшили количество событий примерно

в 100 раз. Затем мы потребовали, чтобы максимальное выделение энергии (утечка) в ячейках адронного калориметра за электромагнитными счетчиками было 600 МэВ. В результате осталось 346 событий. Потом мы классифицировали события по наличию в них заметной струйной структуры.

Мы обнаружили, что в 291 событии наблюдалась ясно видимая струя в конусе азимутальных углов $|\Delta \phi| < 30^{\circ}$, направленная в противоположную сторону по отношению к «электронному» треку. Среди этих событий было много двухструйных, где одна из струй имитировала электронный сигнал, и потому их следовало отбросить. У нас осталось 55 событий либо вообще без струи, либо со струей, летящей не строго обратно к «электрону» с точностью до 30°. В этих событиях был очень чистый сигнал от электрона (рис. 13). Прекрасно совпадали также точки зарождения электрона и центра схождения от ливневых детекторов, чем еще раз подтверждалось отсутствие сложных перекрытий трека заряженной частицы и нейтральных п⁰, ожидаемых в струях.



Рис. 14. Распределение недостающей поперечной энергии в тех событиях, где наблюдается одиночный электрон с $E_{\rm T} > 15$ ГэВ без сопровождающей копланарной струи.

Кривая описывает функцию разрешения для случаев, когда недостающей энергии нет, нормированную на три события с наинизшей недостающей энергией

Для большинства этих событий было характерно присутствие излученного нейтрино, о чем свидетельствовала большая недостающая энергия (рис. 14). При том разрешении по энергии, которое допускалось в эксперименте, не более трех событий с наименьшей недостающей энергией могли быть приписаны случаям, в которых нейтрино не испускалось. Поэтому они были отвергнуты в соответствии с требованием $E_{\rm T}^{\rm miss} > 15$ ГэВ. Таким образом, у нас осталось 52 события.

Для того, чтобы обеспечить лучшую точность в определении величины энергии электрона, были оставлены только те события, в которых трек электрона,



Рис. 15. Квадрат недостающей поперечной энергии в функции от $\Sigma E_{\rm T}$ для отобранных событий с $\Delta E_{\rm M}$, отличной от нуля более чем на четыре стандартных отклонения, для всех событий (*a*), для событий без распадов W \rightarrow e $+ \nu$ (б). События маркируются по их топологии

проходил через электромагнитные детекторы при достаточном удалении (более чем ±15°) от их верхнего и нижнего краев. При этом количество событий уменьшилось до 43.

Был также проделан альтернативный отбор, основанный на требовании наличия заметной недостающей энергии ¹⁸. Результаты иллюстрирует рис. 15, а, где показаны все события с недостающей энергией, превышающей



Рис. 16. a — Событие типа $W^- \rightarrow e^- + \tilde{v}_e$ (приведены все треки и ячейки калориметра); δ — то же, что на рис. a, но теперь показаны только частицы с $p_T > 1$ ГэВ/c и калориметры с $E_T > 1$ ГэВ; e — событие типа «струя + недостающая энергия» (приведены только треки с $p_T > 1,5$ ГэВ/c и ячейки с $E_T > 1,0$ ГэВ)

12 уФН, т. 147, вып. 2

К. РУББИА

четыре стандартных отклонения. Легко заметить, что ранее отобранные события с электроном входят в этот набор событий. Однако таким способом былоотобрано и большое число добавочных событий ²⁷, в которых появилась либо струя, либо электромагнитный кластер вместо изолированных электронов (рис. 15, б). Очевидно, определение согласно инклюзивной недостающей энергии охватывает более широкий класс физических явлений (рис. 16, *e*),



Рис. 17. а — Двумерная дйаграмма поперечных компонент недостающей энергии (импульс нейтрино; события поворачивались так, чтобы направление движения электрона совпадало с вертикальной осью, ясно видна конфигурация системы электрон — нейтрино с направленностью вперед — назад); б — корреляция между поперечными энергиями электрона и нейтрино (нейтринная компонента вдоль направления движения электрона отложена вместе с поперечной энергией электрона)

чем простой распад W \rightarrow e + v (рис. 16, а и б). Поскольку исследование этих событий ¹⁹ находится вне целей этой лекции, мы не будем далее останавливаться на них.

Мы начали подробное изучение отобранных событий для того, чтобы прояснить их физическое происхождение. Большая недостающая энергия, отмеченная в каждом из них, интерпретировалась как следствие испускания одного или нескольких невзаимодействовавших нейтрино. Была замечена очень сильная корреляция по углу и энергии (в плоскости, перпендикулярной к сталкивающимся пучкам, где они аккуратно измерялись) с соответствующими величинами для электрона, что указывало на характерную для распада массивной медленной частицы конфигурацию разлета продуктов распада в противоположные стороны (рис. 17, а и б). Это предполагало общность физического происхождения электрона и одного или нескольких нейтрино.

Для того, чтобы лучше понять движение системы электрон — нейтрино (или группы нейтрино) в поперечном направлении, мы изучили экспериментальное распределение суммарного поперечного импульса $p_{\rm T}^{\rm (W)}$, полученного сложением импульсов нейтрино и электрона (рис. 18). Его среднее значение оказалось равным $p_{\rm T}^{\rm (W)} = 6,3$ ГэВ/с. Пять событий с видимой струей обладали также наивысшими значениями $p_{\rm T}^{\rm (W)}$. Баланс поперечного импульса почти полностью восстанавливался после добавления вектора импульса струи. Экспериментальное распределение находилось в хорошем согласии с многими теоретическими расчетами по квантовой хромодинамике (КХД) процессов рождения массивного состояния в результате аннигиляции кварка с антикварком согласно Дреллу-Яну²⁰. При этом небольшая доля (10%) событий со струей была объяснена как следствие тормозного излучения жесткого глюона в начальном состоянии.

Несколько разных гипотез о физической природе этих событий были проверены путем анализа кинематических величин, составленных из поперечных переменных электрона и нейтрино. Мы остановились на двух возмож-

ностях, а именно, 1) двухчастичный распад массивной частицы на электрон и одно нейтрино, $W \rightarrow e + v_e$, и 2) трехчастичный распад на два, или возможно даже большее число, нейтрино и электрон. Из рис. 19, а и б нетрудно увидеть, что гипотеза 1) намного более предпочтительна. На этом этапе эксперимента не удается найти различие между одним или несколькими тесно движущимися массивными объектами.

Изучая события с изолированными адронами, обладающими большими поперечными импульсами, мы оценили в деталях возможные источники фона, обязанные обычным адронным взаимодействиям и пришли к выводу, что их влияние пренебрежимо мало (< 0,5 события). (Для более подробного ознакомления с проблемой фона мы отсылаем заинтересованного читателя к работе ²⁰.) Однако мы ожидаем появления фоновых событий из других распадов W, а именно

$$W \rightarrow \tau + v_{\tau} [\tau \rightarrow \pi^{\pm} (\pi^0) + v_{\tau},$$

(< 0,5 событий)

или

 $W \rightarrow \tau + \nu_{\tau} [\tau \rightarrow e + \nu_{e} + \nu_{\tau}]$ (= 2 событиям).

Как ожидается, эти события должны вносить вклад в спектр электронов с малыми *р*т и их можно исключить только при более ограничительном отборе событий.

Величина массы W-частицы может быть получена из экспериментальных данных несколькими способами:

1) ее можно получить из инклюзивного распределения поперечных импульсов электронов (см. рис. 9, *a*). Эта методика обладает тем недостатком, что при этом требуется знать поперечный импульс W-частицы. Используя предсказания КХД ²¹, находившиеся в разумном согласии с экспериментом, мы получили $m_W = 80.5 \pm 0.5 \Gamma \partial B/c^2$.

2) Мы можем определить переменную поперечной массы $m_T^* = 2p_T^{(e)}p_T^{(v)}(1 - \cos \phi)$, обладающую свойством $m_T \leq m_W$, где равенство будет выполняться только для тех событий, в которых нет никаких продольных импульсов. Описание данных рис. 19, 6 с помощью единого значения массы проводится практически независимо от поперечного движения W-частиц и дает $m_W = 80,3^{+0,4}_{-1,3}$ ГэВ/с². Следует отметить, что на нижнюю часть распределения $m_T^{(W)}$ слегка влияют распады $W \rightarrow \tau + v_{\tau}$ и другие фоновые процессы.

3) Мы можем задать выборочное распределение поперечной массы, отбирая только те события, в которых распадная кинематика определяется, в основном, поперечными импульсами при простых ограничениях $p_{\rm T}^{(e)}$, $p_{\rm T}^{(v)} > 30 \ \Gamma_{\partial} B/c$. Получающееся в результате распределение (рис. 19, *e*)



Рис. 18. Распределение поперечных импульсов W, (полученное в наших событиях при использовании векторов электронной и недостающей поперечных энергий.

События с _{неи}большими $p \begin{pmatrix} W \\ T \end{pmatrix}$ имеют четкую струю (заштриховано на рисунке). Данные сопоставляются с теоретическими предсказаниями о W-рождении, основанными на КХД (см. ²¹) обнаруживает относительно узкий пик приблизительно вокруг 76 ГэВ/ c^2 . Введенные затем поправки, зависевшие от принятой модели, давали вклад лишь в разницу между этим усредненным значением массы и подгоночным значением $m_W = 80.9 \pm 1.5 \Gamma_{9}B/c^2$. Из этого распределения был также получен интересный верхний предел на ширину W, а именно $\Gamma_T \leqslant 7 \Gamma_{9}B/c^2$ (на уровне достоверности 90%).

Три способа определения массы привели к весьма схожим результатам. Мы предпочли оставить результат метода 3), так как мы полагали, что



Рис. 19. а — Распределение поперечной энергии электрона (две кривые демонстрируют результаты описания распределения поперечных масс в рамках гипотез $W \rightarrow e + v$ и $X \rightarrow e + v + v$; первая гипотеза оказывается намного более предпочтительной); б — распределение поперечных масс, извлеченное по векторам измеренных энергий электрона и нейтрино (кривые воспроизводят результаты описания с помощью гипотез $W \rightarrow e + v$ и $X \rightarrow e + v + v$); в — выборочное распределение поперечных масс электрона + нейтрино (см. текст; кривые воспроизводят результаты гипотез $W \rightarrow e + v$ и $X \rightarrow e + v + v$); с — выборочное распределение поперечных масс электрона + нейтрино (см. текст; кривые воспроизводят результаты гипотез $W \rightarrow e + v$ и $X \rightarrow e + v + v$)

он наименее всего подвержен влиянию систематических эффектов, хотя он и приводил к наибольшей статистической ошибке. Два существенных вклада надо было еще добавлять к статистическим ошибкам:

а) Калибровка счетчиков. Разница в калибровке была оценена в 4%. При определении массы W этот эффект снижался до весьма низкого уровня, поскольку события набирались из многих разных элементов:

б) Калибровка абсолютной шкалы энергий. Этот эффект был оценен в ±3%, и, конечно, он влияет как на события с Z⁰, так и с W в виде такой же добавки в общий множитель.

Как только реакция распада W → e + v_e была установлена, продольный импульс системы электрон — нейтрино определялся с двойным произволом по неизмеряемой продольной компоненте импульса нейтрино. Полная информация о событии использовалась для установления ограничений из сохранения импульса и энергии с целью решения этого произвола в 70% случаев. Большинство оставшихся событий имели решения, которые не сильно отличались друг от друга, а физические выводы оказывались практически одинаковыми для обоих решений. На рис. 20, *а* показана доля энергии пучка



Рис. 20. а — Доля энергии пучка x_W , уносимая W-частицей (кривая соответствует предсказаниям, полученным в предположении, что W был рожден путем слияния qq; отметим, что в общем случае имеются два кинематических решения для x_W (см. текст), которые разделяются в 70% событий путем рассмотрения потока энергии в оставшейся части события. Там, где этот произвол был устраним, выбранное кинематическое решение всегда оказывалось решением с наинизшим x_W ; поэтому в оставшихся 30% событий, где этот произвол не удавалось разрешить, также выбиралось решение с наименьщим x_W); δ — распределение по x кварков в протоне, участвующих в процессе слияния qq п рождения W (кривая описывает предсказания в предположении о слиянии qq); ϵ — то же, что на рис. δ , но для антикварков в антипротоне; ϵ — то же, что на рис. δ , но для u(u)-кварков в протоне (антипротоне); ∂ — то же, что на рис. δ , но для d(d)-кварков в протоне (антипротоне)

 $x_{\rm W}$, уносимая W-частицей. Она оказывается в прекрасном согласии с гипотезой о рождении W при аннигиляции кварка с антикварком ²². Используя хорошо известные соотношения $x_{\rm W} = x_{\rm p} - x_{\rm \bar{p}}$ и $x_{\rm p} x_{\rm \bar{p}} = m_{\rm W}^2/s$, мы определили соответствующие партонные распределения в протоне и антипротоне. Нетрудно видеть (рис. 20, 6 и в), что эти распределения находятся в блестящем согласии с ожидаемыми распределениями по x кварков и антикварков в протоне и антипротоне соответственно. Вклады u- и d-кварков были также аккуратно отделены при анализе зарядов в событиях с рождением W, поскольку (ud) \rightarrow W⁺ и (ud) \rightarrow W⁻ (рис. 20, z и ∂).

6. НАБЛЮДЕНИЕ НАРУШЕНИЯ ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ (ЗАРЯДОВОГО СОПРЯЖЕНИЯ) И ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНА W-ЧАСТИЦЫ

Одним из наиболее важных свойств слабых взаимодействий является нарушение четности и зарядового сопряжения. Очевидно, что W-частица,



Рис. 21. Угловое распределение вылета электрона 0* в системе покоя W после введения поправок на экспериментальную эффективность регистрации.

Использованы только те события, в которых определен заряд электрона и устранен кинематический произвол (см. текст). Последнее требование было учтено в вычислениях эффективности регистрации

эффективности регистрации

служащая переносчиком слабых взаимодействий, также должна проявлять эти свойства. Более того, как уже упоминалось, V — Априрода четырехфермионного взаимодействия подразумевает предписание J = 1 для спина W.

Оба этих свойства надо подтвердить экспериментально. Согласно V - А-теории слабые взаимодействия должны действовать как поляризатор W-частицы в продольном направлении. так как кварки (антикварки) получаются из протонного (антипротонного) пучка. В то же время угловые распределения при распаде поляризованной частицы, как ожидается, должны обладать большой асимметрией, которая служит фактически анализатором поляризации. Поэтому мы ожидали сильной асимметрии впередназад, когда электроны (позитроны) испускаются преимущественно в направлении протона (антипротона). Для того чтобы изучить этот эффект независимо от механизма рождения W, мы следили за угловым распределением излучения 0* электрона (позитрона) по отношению к направлению движения протона (антипротона) в системе центра масс W. Были использованы только события без какого-либо произвола в их восстановлении. Мы проверили, что это не вносит ошибки в распределение по переменной со
s $\theta^*.$ Согласно ожиданиям V — А-теории, это распределение должно быть типа $(1 + \cos \theta^*)^2$, что находится в прекрасном согласии с экспериментальными данными (рис. 21). Параметры, характеризующие нарушение четности, и спин

W-частицы можно определить непосредственно. Как было показано Жакобом ²³, для частицы с произвольным спином *J* следует ожидать

$$\langle \cos \theta^* \rangle = \frac{\langle \lambda \rangle \langle \mu \rangle}{J (J+1)},$$

где $\langle \mu \rangle$ и $\langle \lambda \rangle$ являются соответственно полной спиральностью начальной системы (ud) и системы, возникающей при распаде, (ev).

В V — А-теории мы имеем $\langle \lambda \rangle = \langle \mu \rangle = -1$, J = 1, что дает максимально большое значение $\langle \cos \theta^* \rangle = 0,5$. Для J = 0 очевидно, что $\langle \cos \theta^* \rangle = 0$, а для любого другого значения спина $J \ge 2$ имеем $\langle \cos \theta^* \rangle \le$ $\leq 1/6$. Эксперименгально мы нашли $\langle \cos \theta^* \rangle = 0,5 \pm 0,1$, что подтверждает как приписывание W спина J = 1, так и максимальную спиральность состояний, участвующих в ее рождении и распаде. Заметим, что выбор знака $\langle \mu \rangle = \langle \lambda \rangle = \pm 1$ неоднозначен, т. е. правые и левые токи (как в рождении, так и в распаде) не удается разделить друг от друга без измерения поляризации.

7. ПОЛНОЕ ПОПЕРЕЧНОЕ СЕЧЕНИЕ И ПРЕДЕЛ НА БОЛЕЕ ВЫСОКИЕ МАССЫ W-ЧАСТИЦ

Интегральная светимость эксперимента была 136 пбн⁻¹ и она известна с неопределенностью около $\pm 15\%$. Для того чтобы получить чистый набор событий $W \rightarrow ev_e$, мы отобрали 47 событий с $p_T^{(e)} > 20$ ГэВ/с. Вклад процесса $W \rightarrow \tau v_{\tau}$ в этот набор был оценен равным 2 ± 2 события. Аксептанс событий был вычислен как 0,65, что обусловлено прежде всего 1) обрезанием $p_T^{(e)} > 20$ ГэВ/с (0,80); 2) требованием вето на струи в пределах $\Delta \phi = \pm 30^{\circ}$ (0,96 \pm 0,02); 3) требованием выделения электронного трека (0,90 \pm 0,07) и 4) геометрическим аксептансом событий (0,94 \pm 0,03). Тогда оценка поперечного сечения приводит к значению

$$(\sigma B)_{\rm W} = 0.53 \pm 0.08 \ (\pm 0.09)$$
 нбн,

где последняя цифра учитывает систематические ошибки. Эта величина находится в блестящем согласии с ожиданиями стандартной модели ²²

$$(\sigma B)_{\rm W} = 0.39$$
 нбн.

Не было обнаружено никаких событий с большими значениями $p_{\rm T}^{\rm (e)}$ или $p_{\rm T}^{\rm (v)}$ по сравнению с ожидаемым распределением для событий W \rightarrow ev. Этот результат можно использовать с тем, чтобы установить предел на возможное существование очень массивных W-подобных объектов (W'), распадающихся на пары электрон — нейтрино. Мы нашли (σB)_W, ≤ 30 пбн на 90%-ном доверительном уровне, соответствующее $m_{\rm W'} > 170$ ГэВ/ c^2 , если для вычисления поперечного сечения использовать стандартные взаимодействия и распределения кварков.

8. УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ W

W-поле должно характеризоваться универсальной силой связи со всеми фундаментальными дублетами лептонов и со всеми кварковыми дублетами. Отсюда следует, с точностью до малых поправок, вызванных различием фазовых объемов, равенство вероятностей следующих процессов расиада:

$$W \rightarrow ev_e,$$
 (4a)

$$W \to \mu \nu_{\mu},$$
 (46)

$$W \to \tau v_{\tau}.$$
 (4B)

То же самое справедливо и в случае кварковых каналов распада:

$$W \rightarrow ud_C,$$
 (4r)

$$W \rightarrow cs_C,$$
 (4д)

$$W \rightarrow tb_{C_1}$$
 (4e)

где t есть шестой кварк (топ-кварк), при условии, что он существует в кинематически доступной области реакции (4е). Пренебрегая поправками за счет фазового объема, которые, возможно, важны для реакции (4е), мы ожидаем равенства этих вероятностей при общем множителе 3, увеличивающем их по отношению к лептонным каналам (от (4а) до (4в)) и обусловленном числом цветов. Индекс C в каналах (4г)—(4е) указывает на наличие смешивания Кабиббо. Реакции (4а) и (4г) проявляются на опыте согласно результатам, описанным в разделе 5. Реакции (4б), (4в) и (4д) также наблюдались; в пределах точности $\pm 20\%$ они появляются с правильной вероятностью. Было сообщено ²⁴ также о нескольких событиях, которые, как полагают, свиде-





Рис. 22, а



Рис. 22, б



Рис. 22, в



Рис. 22, в



Рис. 22, ∂

К рис. 22, а — д: Примеры каналов распада W-частицы.

 $a - W \rightarrow \mu + \nu_{\mu}$, $\delta - W \rightarrow \tau + \nu_{\tau}$, $e - W \rightarrow c + \bar{s}$, $e - W \rightarrow t + \bar{b}$ (t $\rightarrow b + e + \nu$). Для событий типа рис. e можно восстановить инвариантные массы W-частицы и распадающегося на струю t-кварка (рис. ∂)

тельствуют в пользу процесса (4e). Они интерпретируются как такая реакция:

 $W \rightarrow t + \overline{b}_{c}$ [t \rightarrow b_c + l + v] (l = электрон или мюон).

Кварки b_с и b_с «адронизуются» в струи. Данные примерно согласуются со значением $m_t = 40 \ \Gamma \Rightarrow B/c^2$. Примеры реакций (46), (4в), (4д) и (4е) показаны соответственно на рис. 22, a - e.

Таким образом, в пределах ограниченной статистики имеется свидетельство в пользу универсальности взаимодействий.

9. МОЖНО ЛИ ОПРЕДЕЛИТЬ СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НАД W-ЧАСТИЦАМИ?

Ряд свойств слабых взаимодействий, известных из экспериментов при низких энергиях, можно теперь объяснить как следствие экспериментально наблюдаемых свойств W-частиц. Действительно, мы знаем, что W[±] должны быть связаны с валентными кварками в момент рождения и с (ev)-парами при распаде e + v_e, что приводит к существованию процессов бета-распада $n \rightarrow p + e^- + v_e$ и (p) \rightarrow (n) + e⁺ + v_e. Тогда можно использовать величину массы m_W и результаты измерений поперечного сечения для вычисления значения фермиевской константы связи G_F : $G_F = (1,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$ ГэВ⁻². Таким образом, полюсной вклад W воспроизводит наблюдаемые вероятности слабых взаимодействий. Взаимодействие должно носить векторный характер, так как J = 1, а четность нарушается максимальным образом, поскольку $\langle \mu \rangle = \langle \lambda \rangle = \pm 1$. Единственным недостающим элементом является разделение между V + A и V — A альтернативами. Для этих целей нужны поляризационные эксперименты. Они могут быть вскоре осуществлены, если изучать, например, распад W $\rightarrow \tau + v_{\tau}$ с использованием распада τ в качестве анализатора поляризации, или же путем рождения промежуточных векторных бозонов при соударениях продольно-поляризованных протонов.

Универсальность связи и мод распада частиц с различным ароматом по разным лептонным каналам можно также ожидать на основе наблюдений за другими модами распада W-частиц.

10. НАБЛЮДЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНОГО БОЗОНА Z⁰

Мы провели также поиски нейтрального партнера Z⁰, ответственного за нейтральные токи. Как и в предыдущей работе, рождение промежуточных векторных бозонов происходило в протон-антипротонных столкновениях



Рис. 23. Экспериментальное подтверждение эффекта интерференции слабых и электромагнитных взаимодействий в процессе е⁺е⁻ → μ⁺μ⁻ при высоких энергиях сталкивающихся пучков.

Можно заметить, что данные описываются более точно, если предположить наличие пропагатора с конечной массой m_Z

при энергии $\sqrt{s} = 540$ ГэВ внутри UA1-детектора. Только теперь мы искали электронные и мюонные пары, а не совместное появление электрона и нейтрино. Искомый процесс

 $\bar{p} + p \rightarrow Z^{0} + X$, $Z^{0} \rightarrow e^{+} + e^{-}$ или $\mu^{+} + \mu^{-}$.

Эта реакция примерно в 10 раз более редкая, чем соответствующий лептонный распад W[±]. Поэтому ожидалось появление малого числа таких событий в мюонных или электронных наборах. Свидетельство в пользу существования Z⁰ в области масс, доступной для исследования в UA1-эксперименте, было также получено из опытов по интерференции слабых и электромагнитных взаимодействий при наивысших энергиях PETRA, где было сообщено об отклонениях от ожиданий теории при точечном взаимодействии (рис. 23).

Сначала мы изучали события типа $Z^0 \rightarrow e^+e^{-25,26}$. Как и при поисках W^{\pm} , сигнал от электрона определялся по локализованному выделению энергии в двух смежных ячейках электромагнитных детекторов с $E_T > 25$ ГэВ при малом (или вообще отсутствующем) энерговыделении (≤ 800 МэВ) в адронных калориметрах, помещенных непосредственно за

ними. Требование изолированности трека задавалось как отсутствие треков заряженных частиц с суммарными поперечными импульсами более З ГэВ/с, направленными в сторону ячеек, где зарегистрировано выделение энергии электроном. Влияние последовательных отборок на инвариантную массу электронной пары показано на рис. 24. Через все критерии отбора прошли четыре события с электрон-позитронными парами. Они оказались согласующимися с единым значением инвариантной массы (e⁺e⁻). Одно из этих



Рис. 24. Распределение (непоправленное) инвариантных масс двух электромагнитных кластеров.

 $a - C E_T > 25$ ГэВ; б — как на рис. а, но с треком $p_T > 7$ ГэВ/с и проекцией длины, больше 1 см, указывающей в сторону кластера (вдобавок малое энерговыделение в адронных калориметрах, размещенных позади (<0,8 ГэВ), подтверждает, что получен сигнал от электрона; требуется отделение всех других треков, направленных в кластер, с условием $\Sigma p_T < 3$ ГэВ/с); e - второй кластер также обладает изолированным треком

событий приведено на рис. 25 и 26. Как можно увидеть на графиках выделения энергии (рис. 27), основной чертой всех четырех событий является наличие двух очень заметных областей выделения электромагнитной энергии. Оказывается, что во всех событиях все компоненты измеряемой полной поперечной энергии хорошо сбалансированы. Нет никаких свидетельств испускания энергичных нейтрино. За исключением одного трека в событии D, который направлен менее, чем под 15° в сторону направления магнитного поля, все треки показаны на рис. 28, где проводится сопоставление импульсов, измеренных в центральном детекторе, с энерговыделением в электромагнитных калориметрах. Все треки, кроме одного, указывают на согласованность измерений энергии и импульса. Трек отрицательно заряженной частицы в событии Cхарактеризуется импульсом 9 \pm 1 ГэВ/с, много меньшим соответствующего энерговыделения в калориметре 48 \pm 2 ГэВ. Это событие можно интерпретировать как возможное излучение электроном жесткого «фотона».

Точно такими же чертами характеризуются и события, в которых испускаются пары мюонов ²⁷. Заметен (рис. 29) острый ник в распределении масс пары при больших массах. В пределах статистических погрешностей эти



Рис. 25. Пример конкретного события. Показаны все реконструированные треки, связанные с определенной вершиной, а также все показа-ния калориметра

Z⁰ → e+e-



Рис. 26. То же, что на рис. 25, но пороги повышены до $p_T > 2$ ГэВ/с для заряженных тре-ков и $E_T > 2$ ГэВ для отсчетов в калориметре. Заметим, что только электронные пары выдерживают столь жесткий отбор

Z⁰→ e+e-



Рис. 27. Выделение электромагнитной энергии при углах >5° по отношению к направлению пучка для четырех электронных пар



Рис. 28. Иагнитное отклонение в единицах 1/р по сравнению с обратной величиной энергии, выделенной в электромагнитных калориметрах. В идеальном случае все электроны должны лежать на прямой 1/E = 1/p



Рас. 29. Распределение инвариантной массы дилептонных событий согласно данным экспериментов UA1 и UA2 Четкий пик виден при-массе около 95 ГэВ/с²

к. руббиа

события не совместимы с гипотезой об испускании дополнительного нейтрино. Им отвечает общее значение массы

$$\langle m_{\mu\mu} \rangle = 85.8^{+7.0}_{-5.4} \text{ TəB/}c^2,$$

согласующееся со значением, измеренным для $Z^0 \rightarrow e^+e^-$:

$$\langle m_{2e} \rangle = 95.3 \pm 1.4 \ (2.9) \ \Gamma_{2}B/c^{2}.$$

Здесь первая погрешность является статистической, а вторая — отвечает неопределенности в общей энергетической калибровке калориметров. Среднее значение по девяти Z⁰-событиям, найденным в UA1 эксперименте, равно $m_{Z^0} = 93.9 \pm 2.9 \ \Gamma$ эB/ c^2 , где ошибка включает систематические неопределенности.

Интегральная светимость для данного набора событий составила 108 нбн⁻¹ с оцениваемой погрешностью ±15%. При геометрическом аксептансе, равном 0,37, поперечное сечение, вычисленное по четырем событиям, равно

$$(\sigma B)_{\mu\mu} = 100 \pm 50 (\pm 15)$$
 пбн,

где последняя погрешность включает систематику от аксептанса и светимости. Эта величина хорошо согласуется как с предсказаниями стандартной модели ²², так и с нашими результатами по распаду $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, а именно $(\sigma B)_{e^+e^-} =$ $= 41 \pm 21(\pm 7)$ пбн. По электронным и мюонным каналам распада вместе получаем среднее поперечное сечение равным

$$(\sigma B)_{ll} = 58 \pm 21(\pm 9)$$
 пбн.

11. СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Эксперименты, обсуждавшиеся в предыдущем разделе, показали, что W-частица обладает большинством свойств, необходимых для того, чтобы служить переносчиком слабых взаимодействий. Наличие узкого пика масс дилептонов было замечено вблизи 95 $\Gamma \partial B/c^2$. Скорости протекания и другие характеристики процессов говорят в пользу гипотезы о том, что действительно наблюдался нейтральный партнер W±-частиц. Сейчас статистики еще недостаточно для того, чтобы проверить форму взаимодействия на опыте. Не было зарегистрировано и нарушение четности. Однако точные значения масс Z⁰ и W±, уже доступные теперь, обеспечивают критичную проверку идеи объединения слабых и электромагнитных сил и, в частности, предсказаний SU (2) \times U (1)-теории Глэшоу, Вайнберга и Салама⁶. Необходимо провести аккуратный учет систематических ошибок, чтобы вычислить среднее значение по всем определениям масс в двух экспериментах на коллайдере, т. е. в UA1 и UA2²⁸. В табл. II суммирована вся экспериментальная информация относительно W± и Z⁰.

Масса заряженного векторного бозона равна

$$m_{{
m W}^{\pm}}\!=\!80,\!9\pm1,\!5$$
ГэВ/с² (только статистические ошибки),

где следует добавить неопределенность $\pm 3\%$ в задании энергетической шкалы. В этом сообщении было приведено значение массы Z⁰, равное $m_{Z^0} = =95,1 \pm 2,5 \ \Gamma \Rightarrow B/c^2$. Если пренебречь систематическими ошибками, то величина массы находится с несколько меньшими погрешностями

 $m_{Z^0} = 95.6 \pm 1.4$ ГэВ/ c^2 (только статистические ошибки),

где также нужно учитывать ту же неопределенность в шкале энергии, что и в случае W[±]. Приводимые погрешности включают в себя: 1) нейтральную ширину Z⁰-пика, которая оказывается равной $\Gamma < 8.5 \ \Gamma \Rightarrow B/c^2$ (на 90%-ом уровне достоверности); 2) экспериментальное разрешение счетчиков и 3) разброс в значениях констант калибровки отдельных элементов. Следует

400

экспериментальное наблюдение промежуточных векторных бозонов 401

Таблица II

	UA1	UA2
$N (W \rightarrow ev)$ mw, ГэВ/с ² Γ_W (90%-ный доверительный уровень) (σB), нбн	$52 *)80,9\pm1,5\pm2,4\leqslant 7 FaB0,53\pm0,08\pm0,09$	$\begin{vmatrix} 37 ** \\ 83,1 \pm 1,9 \pm 1,3 \\ 0,53 \pm 0,10 \pm 0,10 \end{vmatrix}$
$N (W \rightarrow \mu \nu)$ mw, ГэВ/ c^2 (σB), нбн	$\substack{ 14 \\ 81,0 \overset{+6}{-7} \\ 0,67 \pm 0,17 \pm 0,15 }$	
$N (Z^0 \rightarrow e^+e^-)$ m_{Z^0} , ГэВ/ c^2 Γ_{Z^0} (90%-ный доверительный уровень) (σB), нбн	3+1***) 95,6 \pm 1,4 \pm 2,9 8,5 ГэВ 0,05 \pm 0,02 \pm 0,009	$\begin{vmatrix} 7+1 & *** \\ 92,7\pm1,7\pm1,4 \\ \leqslant 6,5 & \Gamma \ni B \\ 0,11\pm0,04\pm0,02 \end{vmatrix}$
$N (Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ $m_{Z^0}, \Gamma \partial B/c^2$ (σB), нбн	$\begin{array}{c} 4+1\ ***)\ 85,6\pm6,3\ 0,105\pm0,05\pm0,15\end{array}$	
$\sin^2\theta_{\rm W}=38,5/m_{\rm W}$	$0,226\pm0,015$	$0,216\pm0,010\pm0,007$
$\rho = (m_{\rm W}/m_{\rm Z}\cos\theta_{\rm W})^2$	$0,968 \pm 0,045$	1,02±0,06
*) $P_{T}^{V} > 15 \ \Gamma \vartheta B/c.$ **) $P_{T}^{e} > 25 \ \Gamma \vartheta B/c.$ ***) $Z^{0} \rightarrow l^{+}l^{-}\gamma (E_{\gamma} > 20 \ \Gamma \vartheta B).$		

Характеристики W^{\pm} и Z⁰ согласно экспериментам UA1 и UA2

заметить, что предсказания для значений масс промежуточных векторных бозонов таковы:

$$m_{\rm W} = \sqrt{\frac{\pi \alpha}{\sqrt{2}} G_{\rm F} \sin^2 \theta_{\rm W} (1 - \Delta r)},$$
$$m_{\rm Z} = \frac{m_{\rm W}}{\cos \theta_{\rm W}},$$

где величина Δr описывает эффекты радиационных поправок высшего порядка, а второе из соотношений может быть использовано в качестве определения угла Вайнберга θ_W . Поскольку G_F и α известны, можно исключить θ_W из уравнений:

$$m_{\rm Z} = \frac{m_{\rm W}}{\sqrt{1 - (A^2/m_{\rm W}^2)}},$$
$$\Delta r = \frac{A^2 m_{\rm Z}^2}{m_{\rm W}^2 (m_{\rm W} + m_{\rm Z}) (m_{\rm Z} - m_{\rm W})},$$

 $A = 37,2810 \pm 0,0003$ ГэВ. Радиационные поправки довольно большие ²⁹ и вполне детектируемы при современном уровне точности эксперимента. Вычисления в порядках $O(\alpha) + O(\alpha^2 \ln m)$ приводят к следующему результату:

$$\Delta r = 0,0696 \pm 0,0020,$$

13 уФН, т. 147, вып. 2

К. РУБВИА

который не чувствителен к параметрам

$$\sin^2 \theta_{\rm W} = 0.217,$$

$$m_{\rm t} = 40 \ \Gamma \vartheta {\rm B}/c^2, \quad m_{\rm h} = 5 \ \Gamma \vartheta {\rm B}/c^2.$$

Основной эффект можно понять как следствие того, что а становится бегущей константой связи, именно:

$$\alpha = 1/137,035962$$
 при $q^2 = 0,$
 $\alpha = 1/137,5$ при $q^2 = m_W^2.$

На рис. 30 мы привели $m_z - m_W$ диаграмму. Эллиптическая форма кривой ошибок отражает неопределенность в шкале энергий. Легко увидеть, что-





Теоретические результаты взяты из работы 29

имеется прекрасное согласие с ожиданиями стандартной модели SU (2) \times \times U (1) ²⁹.

Отсюда можно извлечь перенормированное значение $\sin^2 \theta_W$ на шкале масс m_W . Подставляя величину m_W , находим: $\sin^2 \theta_W = 0,220 \pm 0,009$ в превосходном согласии с перенормированным значением $\sin^2 \theta_W = 0,215 \pm 0,014$, получающимся из экспериментов с нейтральными токами. Используя информацию о массе Z⁰ можно определить параметр ρ , непосредственно. связанный с изоспином хиггсовской частицы

$$\rho = \frac{m_{\rm W}^2}{m_{\rm Z^0}^2 \cos^2 \theta_{\rm W}} \bullet$$

Подставляя экспериментальные значения, имеем

$$\rho = 1,000 \pm 0,036$$

в прекрасном согласии с предсказанием $\rho = 1$ для хиггсовского дублета. Подчеркнем, что ρ отличается от единицы всего лишь не более, чем на 3% за счет радиационных поправок, учитывающих также возможные новые поколения фермионов. Полученное нами значение, видимо, указывает на то, что таких новых фермионных гоколений не существует.

402

Мы приходим к выводу, что в пределах экспериментальных ошибок наблюдаемые на эксперименте значения полностью совместны с SU (2) \times × U (1)-моделью и таким образом поддерживают гипотезу о едином электрослабом взаимодействии.

Благодарности

Эта лекция основана на работе коллектива коллаборации UA1, и я хотел бы выразить мое восхищение замечательными достижениями, которые привели ко многим впечатляющим результатам. В настоящее время членами коллаборации являются следующие лица: G. Arnison, A. Astbury, B. Aubert, C. Bacci, A. Bezaguet, R. K. Bock, T. J. V. Bowcock, M. Calvetti, P. Catz, P. Cennini, S. Centro, F. Ceradini, S. Cittolin, D. Cline, C. Cochet, J. Colas, M. Corden, D. Dallman, D. Dau, M. DeBeer, M. Della Negra, M. Demoulin, D. Denegri, A. Diciacciuo, D. DiBitonto, L. Dobruzynski, J. D. Dowell, K. Eggert, E. Eisenhandler, N. Ellis, P. Erhard, H. Faissner, M. Fincke, G. Fontaine, R. Frey, R. Frühwirth, J. Garvey, S. Geer, C. Ghesquire, P. Ghez, K. L. Giboni, W. R. Gibson, Y. Giraud-Heraud, A. Givernaud, A. Gonidec, G. Grayer, T. Hansl-Kozanecka, W. J. Haynes, L. O. Hertzberger, C. Hod-ges, D. Hoffmann, H. Hoffmann, D. J. Holthuizen, R. J. Homer, A. Honma, W. Jank, G. Jorat, P. I. P. Kalmus, V. Karimaki, R. Keeler, I. Kenyon, A. Kernan, R. Kinnunen, W. Kozanecki, D. Kryn, F. Lacava, J. P. Laugier, J. P. Lees, H. Lehmann, R. Leuchs, A. Leveque, D. Linglin, E. Locci, J. J. Malosse, T. Markiewicz, C. Maurin, T. McMahon, J. P. Mendiburu, M. N. Minard, M. Mohammadi, M. Morrica, K. Morgan, H. Muirhead, F. Muller, A. K. Nandi, L. Naumann, A. Narton, A. Orkin-Lecourtois, L. Paoluzi, F. Pauss, G. Piano Mortari, E. Pietarinen, M. Pimiä, J. P. Porte, E. Radermacher, J. Ransdell, H. Reithler, J. P. Revol, J. Rich, M. Rijssenbeek, C. Roberts, J. Rohlf, P. Rossi, C. Rubbia, B. Sadoulet, G. Sajot, G. Salvi, G. Salvini, J. Sass, J. Saudraix, A. Savoy-Navarro, D. Schinzel, W. Scott, T. P. Shah, D. Smith, M. Spiro, J. Strauss, J. Streets, K. Sumorok, F. Szoncso, C. Tao, G. Thompson, J. Timmer, E. Tscheslog, J. Tuominiemi, B. Van Eijk, J. P. Vialle, J. Vrana, V. Vuillemin, H. D. Wahl, P. Watkins, J. Wilson, R. Wilson, C. E. Wulz, Y. G. Xie, M. Yvert, E. Zurfluh.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ И ПРИМЕЧАНИЯ

- Fermi E. Ric. Sci. 1933, v. 4 (2), p. 491, перепечатано в: Fermi E. Collected Papers /Eds. E. Segre et al. Chicago: University of Chicago Press, 1962, v. 1, p. 538; Zs. Phys., 1934, Bd. 88, S. 161, перевод на англ. язык см.: Wilson F. L. Ат.

- Zs. Phys., 1934, Bd. 88, S. 161, перевод на англ. язык см.: Wilson F. L. Ам. J. Phys., 1968, v. 36, p. 1150.
 2. Gell-Mann M., Levy M. Nuovo Cimento, 1960, v. 16, p. 705.
 3. Cabibbo N. Phys. Rev. Lett., 1963, v. 10, p. 531. Коbayashi M., Maskawa K. Progr. Theor. Phys., 1973, v. 49, p. 652.
 4. Герштейн С. С., Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1955, т. 29, с. 698. Feynman R. P., Gell-Mann M. Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 193. Sudarshan E. C. G., Marshak R. E. Ibidem, p. 1860.
 5. Sakurai J. J. Nuovo Cimento, 1958, v. 7, p. 649. Klein O. In: Proc. of Symposium on Les Nouvelles Théories de la Physique. Warsaw, 1938. Paris: Inst. Intern. de Coopér. Intellect., 1939, p. 6; Nature, 1948, v. 161, p. 897. v. 161, p. 897.
- v. 101, p. 697.
 6. Glashow S. L.- Nucl. Phys., 1961, v. 22, p. 579.
 Weinberg S.- Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1264.
 Salam A.- In: Proc. of 8th Nobel Symposium/Ed. N. Svartholm. Stockholm: Almquist and Wiksells, 1968, p. 367.
 7. Lee T. D., Yang C. N.- Phys. Rev., 1960, v. 119, p. 1410.
- 8. Первая реалистическая схема сталкивающихся пучков обсуждалась в работе: Kerst D. W. et al.— Ibidem, 1956, v. 102, p. 590. Первое предложение протон-автипротонных встречных пучков было выдвинуто в работе: B u d k e r G. I.— In: Proc. of Intern. Symposium on Electron and Positron Storage Rings. Saclay, 1966/Eds H. Zyngier, E. Crémieu-Alcan. — Paris: PUF, 1966, p. II-1-1; АЭ, 1967, т. 22, с. 346.

К. РУББИА

- 9. Rubbia C., McIntyre P., Cline D.— In: Proc. of Intern. Neutrino Conference. Aachen, 1976/Eds H. Faissner, H. Reithler, P. Zerwas. - Braunschweig: Vieweg, 1977, p. 683. 10. The 300 GeV Programme. — Geneva: CERN/1050, 14 January 1972.

- 11. Van der Meer S. Intern. Report CERN ISR-PO/72-31.— Geneva, 1972. Möhl D., Petrucci G. et al. Phys. Rept., 1980, v. 58, p. 73.
 12. Design Study of Intersecting Storage Rings (ISR) for the CERN Proton Synchrotron.— Correct CERN Advisor 100/04 a 40000
- Geneva: CERN AR/Int. SG/64-9, 1964.
- 13. As t b u r y A. et al. A 4π Solid-angle Detector for the SPS Used as a Proton-antiproton Collider at a Centre-of-mass Energy of 540 GeV: Proposal.—Geneva: CERN-SPSC 78-6/P92, 1978.
- 14. Коллаборация UA1 готовит полное и подробное сообщение о детекторе (1984). Подробности см. в работах:
 - a) Barranco Luque M. et al. Nucl. Instr. and Meth., 1980, v. 176, p. 175. Calvetti M. et al. — Ibidem, p. 255.

 - Calvetti M. et al. Ibidem, p. 255.
 Calvetti M. et al. In: Proc. of Intern. Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics. Stanford, 1982. Stanford. SLAC-250, 1982, p. 16.
 B) Calvetti M. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1983, v. NS-30, p. 71.
 r) Timmer J. In: 3rd Moriond Workshop. La Plague, France, March 1983/Ed. Tran Thanh Van. Gif-sur-Yvett, France: Editions Frontières, 1983, p. 593.
 a) Locci E. Thèse de doctorat ès sciences. Paris, 1984 (unpublished)
 Carder M. Let al. Phys. Science, 4082, v. 25, p. 5, 14

 - д) Locci E. These de doctorat es sciences. Paris, 1984 (unpublished)
 Corden M. J. et al. Phys. Scripta, 1982, v. 25, p. 5, 11.
 Corden M. J. et al. Rutherford preprint RL-83-116. London, 1983.
 Eggert K. et al. Nucl. Instr. and Meth., 1980, v. 176, p. 217.
 Santiard J. C. CERN EP Intern. Report 80-04 Geneva, 1980.
 Eggert K. et al. Nucl. Instr. and Meth., 1980, v. 176, p. 223; 1981, v. 188, p. 403.
 Arnison G. et al. Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 121, p. 77.
 Arnison G. et al. Ibidem, v. 128, p. 336.
 Коллаборация UA2 описала свой детектор, в котором, однако, концепция недостаю-шей экропки используется в несколько более ограниченном виле: см: Ргос of 2nd щей энергии используется в несколько более ограниченном виде; см.: Proc. of 2nd Intern. Conference on Physics in Collisions. Stockholm, 1982.- N.Y.: Plenum Press,
- 1983, р. 67. Clark A. G.— In¹⁴, р. 169. Mansouliè B.— In¹⁴, р. 609. 15. Arnison G.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 122, р. 103.— (Перевод: УФН, 1983, т. 141, с. 501.— Перея.).
- 16. Banner M. et al. Ibidem, p. 476.
- 17. a) Arnison G. et al. Ibidem, v. 129, p. 273. 6) R u b b i a C.— In: Proc. of Intern. Europhysics Conference on High-energy Physics. Brighton, 1983/Eds. J. Juy, C. Constain. - Didcot, England: Rutherford Appleton
- Lab., 1983, p. 860. 18. Arnison G. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1984, v. 139, p. 115. 19. Rubbia C.— In: Proc. of Intern. Conference on Neutrino Physics and Astrophysics /Ed. K. Kleinknecht - Dortmund, 1984, p. 1.
- 20. Owens J. F., Reya E. Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 3003. Halzen F., Scott W. Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 78, p. 318. Halzen F. et al. Phys. Rev. Ser. D, 1982, v. 25, p. 754. Aurenche P., Kinnunen R. Annecy preprint LAPP-TH-78. 1983. Nakamura A. et al. Frascati preprint. LNF-83-44. 1983.
- h Super High Energy Collisions. Madison, 1979/Eds V. Barger, F. Halzen. — N.1. AIP, 1979.
 Paige F. E., Protopopescu S. D. ISAJET Program: BNL 2977. — 1981.
 Altarelli G., Ellis R. K., Martinelli G. — Nucl. Phys. Ser. B,1978, v. 143, p. 521; (E) v. 156, p. 544; 1979, v. 157, p. 461.
 Kubar-Andre J., Paige F. F. — Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 19, p. 221.
 23. Jacob M. — Nuovo Cimento, 1958, v. 9, p. 826; не опубликовано (см., например: R ubbia C. — In: Proc. of 9th Topical Conference on Particle Physics. Honolulu, 1983)
- 1983).
- 24. Arnison G. et al. Phys. Lett. Ser. B, 1984, v. 147, p. 493.
 25. Arnison G. et al. Ibidem, 1983, v. 126, p. 398.
 26. Bagnaia P. et al. Ibidem, v. 129, p. 150.
 27. Arnison G. et al. Ibidem, 1984, v. 147, p. 241.
 28. Rubbia C. In¹⁷, p. 860.
 29. G. p. o.i. M. Ly. Prog. of Third Tanical Workshop on np Colli

- 29. Consoli M.— In: Proc. of Third Topical Workshop on pp Collider Physics. Rome, 1983/Eds C. Bacci, G. Salvini: Geneva. CERN 83-04, 1983, p. 478. Consoli M. et al. University of Catania preprint PP/738-14/1.— 1983. Veltman M.— In¹⁷, p. 880. Marciano W. BNL preprint 33819.— 1983.