

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

539.102.1

**XXI МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

Эта конференция проходила в Париже с 26 по 31 июля 1982 г. и собрала более тысячи участников из разных стран мира. На конференции было представлено свыше 2 тысяч докладов, из которых около 150 были заслушаны на секциях, материал же других вошел в 17 раппортерских докладов. Конференция подвела итоги развития физики элементарных частиц за прошедший двухлетний период. Каковы же эти итоги?

Основные усилия были направлены на проверку стандартной картины взаимодействия кварков и лептонов и на попытки найти какие-то отклонения от нее. (Напомним, что в основе этой картины лежит калибровочная теория электрослабого взаимодействия  $U(1) \times SU(2)_L$  кварков и лептонов, осуществляемого путем испускания и поглощения трех тяжелых промежуточных бозонов,  $Z^0$ ,  $W^\pm$  и фотона, и калибровочная теория цветового (сильного) взаимодействия  $SU(3)_c$  (так называемая квантовая хромодинамика (КХД)), осуществляемого путем обмена октетом цветовых глюонов.)

Вопросам проверки стандартной теории электрослабого взаимодействия были посвящены раппортерские доклады Г. Калмуса, Л. Майяни, М. Давье и частично доклад Ф. Хальцена. Сразу можно сказать, что никаких отклонений от нее обнаружено не было.

Тщательному изучению были подвергнуты свойства недавно открытого  $\tau$ -лептона, его время жизни, взаимодействие с другими лептонами и т. д. В частности, измеренное сейчас время жизни (среднее взвешенное четырех групп на ускорителе PETRA) составляет  $\tau_\tau = (3,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-13}$  с, что согласуется с теоретическим значением  $(2,8 \pm 0,25) \cdot 10^{-13}$  с. Также хорошо согласуются с теорией и парциальные ширины различных каналов распада ( $\tau \rightarrow \nu_\tau e \bar{\nu}_e$ ,  $\nu_\tau \mu \bar{\nu}_\mu$ ,  $\nu_\tau \pi$ ,  $\nu_\tau K$ ,  $\nu_\tau K^*$ ,  $\nu_\tau \rho$ ,  $\nu_\tau A_1$ ), что говорит об универсальности свойств  $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\tau$ -лептонов. В то же время поиски безнейтринных распадов ( $\tau \rightarrow e \nu$ ,  $e e e$ ,  $e \mu \mu$ ,  $\mu \mu \mu$ ,  $e \rho$ ,  $\mu \rho$ ,  $e k$ ,  $\mu k$ ,  $e l$ ,  $\mu l$ ) дали отрицательные результаты и свидетельствуют о том, что  $\tau$ -лептон и  $\nu_\tau$  характеризуются новым лептонным квантовым числом.

Никаких значимых отклонений от стандартной теории не было также обнаружено в измерениях угловой асимметрии  $A$ , связанной с нарушающими четность нейтральными токами в аннигиляции  $e^+e^-$  в лептоны (рис. 1), а также в кварки ( $A_c = 35 \pm 14\%$ ,  $A_b = 17 \pm 10\%$  вместо теоретических 14 и 8,4% соответственно). Последнее свидетельствует в пользу универсальности электрослабого взаимодействия лептонов и кварков. В связи с измерением асимметрии необходимо подчеркнуть, что здесь, по-видимому, впервые появились указания на конечную величину массы  $Z^0$  бозона с  $M_Z = 70^{+30}_{-10}$  ГэВ/ $c^2$  — эффекта, которого теоретики уже давно ожидали с нетерпением, надеждой и, может быть, некоторой долей страха\*).

Новое подтверждение получал эффект нейтральных токов в атомных переходах, обнаруженный впервые Барковым и Золотаревым. Измеренная группой М. Бушиа на атомах цезия величина циркулярной поляризации света от переходов между уровнями

\*) В недавно опубликованной работе коллаборации UA 1 представлено шесть случаев рождения  $W$ -бозонов с массой  $81 \pm 5$  ГэВ/ $c^2$  по его распаду на  $e \nu$  (см. Препринт ЦЕРН EP 83-13.— 1983 г.).

разной четности хорошо согласуется с теоретическими расчетами (которые гораздо проще, чем для более сложных атомов висмута;  $\left(\frac{1}{\beta}\right) \text{Im } E_{PV} = 1,34 \pm 0,22 \pm \pm 0,11$  мВ/см вместо теоретического значения  $1,73 \pm 0,9$  мВ/см).

Очень тонкий эффект измерения асимметрии в глубоконеупругом рассеянии поляризованных мюонов был выполнен коллаборацией NA-4 с участием физиков Дубны. Полученное в этом эксперименте значение угла Вайнберга считается одним из наиболее надежных. Наилучшее значение этого параметра составляет  $\sin^2 \theta_W = 0,23 \pm 0,01$ .

Значительно лучше выглядит сейчас ситуация с временами жизни тяжелых барионов  $D^\pm, D^0, \Lambda_c, F^\pm$ . Например, отношение  $\tau(D^\pm)/\tau(D^0)$  уменьшилось до  $2,2 \pm 1,0$

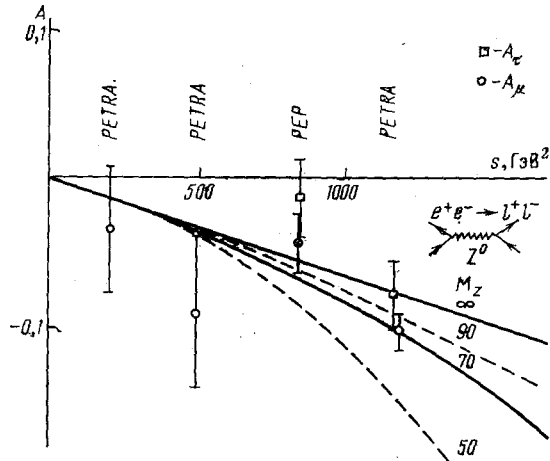


Рис. 1.

вместо прежнего значения 5 (международная коллаборация в ЦЕРНе с участием экспериментаторов ИФВЭ) и значительно лучше согласуется с теорией, хотя в общем ситуация требует более богатой статистики.

Одним из наиболее интересных является вопрос о  $t$ -кварке, существование которого требует кварк-лептонной симметрии. Он не проявляется вплоть до масс порядка  $17 \text{ ГэВ}/c^2$ . Теоретические же оценки, базирующиеся в основном на разности масс  $K_L^-$  и  $K_S^-$ -мезонов, в зависимости от деталей моделей дают для него значение  $25 \div 125 \text{ ГэВ}/c^2$ . На всякий случай, однако, теоретики изобрели возможные варианты «топлесных» моделей (без  $t$ -кварка), но достаточно хорошей схемы пока нет. В этом отношении большой интерес представляет измерение времени жизни  $B$ -мезона, содержащего  $b$ -кварк, которое позволяет различить варианты с  $t$ -кварком ( $\tau_B > 3 \cdot 10^{-14} \text{ с}$ ) и без него ( $\tau_B \sim 10^{-15} \text{ с}$ ). Имеющиеся экспериментальные данные дают пока лишь верхний предел:  $\tau_B < 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ .

Также не обнаружены поля, столь необходимые для спонтанного нарушения симметрии в схеме Вайнберга — Салама хиггсовых бозонов. Их не видят ни в  $e^+e^-$ -аннигиляции (при  $M_H < 14 \text{ ГэВ}/c^2$ ), ни в распадах ипсилон-мезона (группы JADE, CLEO, TASSO, MARK-II, MARK-J). Единственным указанием на хиггсовы бозоны может рассматриваться только меньшее число  $\nu_e$  по сравнению с  $\nu_\mu$  в области энергий до  $40 \text{ ГэВ}$  «beam-dump»-эксперименте из-за того, что за счет распада виртуального  $H^+$ -бозона может рождаться большее число  $\mu$ ,  $\nu_\mu$ -пар (доклад Ф. Хальцена).

Специальное пленарное заседание было посвящено обсуждению результатов, полученных на  $pp$ -коллайдере в ЦЕРНе, где получена рекордная на сегодняшний день энергия  $540 \text{ ГэВ}$  в системе центра масс (эквивалентная космической энергии  $154\,000 \text{ ГэВ}$  в лабораторной системе!). Интересные результаты были получены по мягким процессам в этой области энергий. Они показывают, что наши представления о картине множественного рождения адронов, основанные на редже-эйкональной картине и дуальности, являются в общем правильными.

Полное сечение продолжает расти как  $\log^2 E$  и составляет при этой энергии  $66 \pm 7 \text{ мб}$ . (Предварительные данные с установки «Fly eye» дают для космических протонов с  $E = 10^{18} - 10^{21} \text{ эВ}$  сечение  $\approx 120 \text{ мб}$ , что лежит на продолжении квадратично-логарифмического роста.) Наклон дифракционного конуса  $b = 13,3 \pm 1,5 \text{ ГэВ}^{-2}$  согласуется с логарифмическим ростом этого параметра. При этом поведение отношений  $\sigma^{el}/\sigma^{tot}$  и  $b/\sigma^{tot}$  согласуется с так называемым геометрическим скейлингом.

Среднее число заряженных частиц также продолжает расти как  $\log^2 E$  и составляет  $\langle n_{ch} \rangle = 29 \pm 0,5$ . Этот рост происходит за счет роста интервала быстрот вторичных частиц и за счет логарифмического роста высоты инклюзивного распределения  $d\sigma/du$ . В распределении вторичных частиц проявляются хорошо известные короткодействующие корреляции  $|\Delta y| \approx 2$ , однако значительно возрастает роль дальнедействующих корреляций. Поведение топологических сечений хорошо согласуется с КНО-скейлингом. Средний поперечный импульс пионов составляет  $\langle p_T \rangle_\pi = 0,38$  ГэВ/с, однако эта же характеристика для каонов оказывается почти в два раза большей:  $\langle p_T \rangle_K = 0,65$  ГэВ/с. На это различие давно уже указывали данные из космических лучей, и оно пока не имеет теоретического объяснения. Космические данные указывали также на события с рождением только заряженных частиц  $\gamma$ -квантов в этом районе энергий («кентавры»), однако поиски таких событий на коллайдере не дали положительного результата.

Значительная часть секционных и пленарных заседаний была посвящена *жестким процессам* — естественной области приложения и проверки КХД. Это экспериментальные доклады Г. Вольфа, Ф. Айзеле, Д. Бурке и теоретические доклады Д. Политцера, К. Ребби и Е. Брезена.

Одним из важных элементов КХД было предсказание значительной доли (около 10%) трехструйных событий в процессе аннигиляции  $I^{+1-}$  → адроны. Сейчас такие события уверенно наблюдаются на ускорителе PETRA (группы TASSO, MARK-J, PLUTO, JADE). Однако оценка величины хромодинамической константы связи  $\alpha_s$  из сечения таких событий зависит от модели фрагментации образовавшихся кварков и глюона в адроны. Так, при независимой фрагментации каждого из них она составляет  $\alpha_s \approx 0,165 \pm 0,015$  ( $\Lambda_{\overline{MS}} \approx 130$  МэВ), а в модели струйной фрагментации  $\alpha_s \approx 0,2$ .

Угловое распределение струй дает возможность судить о спине глюона и определенно свидетельствует в пользу спина единица.

Изучение адронного содержания струй показывает, что с ростом доли импульса доля легких частиц ( $\pi^\pm$ ) падает от 90 до 40%, в то время как доля тяжелых ( $K$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ) возрастает до 60%. При этом фрагментация струй, возникших из тяжелых кварков ( $c$  и  $b$ ), оказывается более жесткой. С достаточной достоверностью были идентифицированы глюонные струи. Они оказались несколько шире кварковых:  $\langle p_T \rangle_g = \langle p_T \rangle_q + 30$  МэВ/с, и содержат гораздо больше барионов (например, в 2—3 раза больше  $\Lambda$ -,  $\bar{\Lambda}$ -частиц), что качественно соответствует теоретическим ожиданиям. Интересные данные получены по фрагментации дикварков ( $uu$ ) и ( $ud$ ) в глубоконеупругом рассеянии (ГНР) нейтрино и антинейтрино на водороде (группа ABCM). Оказалось, что по среднему числу заряженных частиц эта фрагментация не похожа ни на фрагментацию кварка, ни на пару кварков.

В ГНР нейтрино и антинейтрино на дейтерии (камера BEBS), пожалуй, впервые наблюдается нарушение скейлинга фрагментационных функций  $D_q^{\pi^\pm}(z, Q^2)$  в области  $Q^2$  до 32 ГэВ/с<sup>2</sup>, которое согласуется с КХД при  $\Lambda_{\overline{MS}} = 200$  МэВ.

Много новых данных было представлено по изучению структурных функций адронов в ГНР мюонов и нейтрино. При этом все эксперименты с высокой статистикой дают структурные функции, согласующиеся по форме друг с другом. Расхождения по абсолютной величине составляют около 10%. Все группы видят нарушения скейлинга. Особенно следует подчеркнуть наблюдение роста структурных функций в области малых  $x < 0,2$  (группы CDHS, CCFRR), согласующееся с КХД при  $\Lambda \approx 300$  МэВ.

Новые данные получены для отношения  $R = \sigma_L/\sigma_T$  при  $Q^2 \approx 38$  ГэВ/с (группа CDHS). Если в области энергий SLAC ( $Q^2 < 20$  ГэВ/с) это отношение было велико ( $\approx 0,2$ ) и резко расходилось с КХД, то новые данные в области  $x > 0,4$  показывают, что оно сравнимо с нулем ( $R = 0,006 \pm 0,012 \pm 0,025$ ) и не противоречит КХД. Для более тщательной проверки необходимо измерение  $R$  в области малых  $x$ , где оно должно резко возрастать.

Полученный сейчас богатый материал дает возможность определить форму распределения как кварков всех ароматов в протоне, так и глюонов. Эти измерения показывают, в частности, что отношение  $d/u$  падает при  $x \rightarrow 1$ , а распределения морских кварков далеко не симметричны. Например, странных кварков оказывается в два раза меньше, чем  $\bar{u}$ - или  $\bar{d}$ -кварков, а доля импульса, переносимая  $s$ -кварками, еще вдвое меньше. Величина параметра  $\Lambda_{\overline{MS}}$  в экспериментах по ГНР колеблется в пределах 100—300 МэВ. При этом наиболее надежное значение  $\Lambda = 250^{+150}$  дается структурной функцией  $F_2^{NS}(x, Q^2)$ . Разногласие в величине  $\Lambda$  с данными SLAC, полученными при меньших значениях  $Q^2$ , по всей вероятности, объясняется влиянием предасимптотических поправок  $O(1/Q^2)$  (вкладами операторов высшего твиста).

Два замечания относительно ГНР на ядрах. Во-первых, часто можно встретить недопонимание того, что ядро имеет право на свою собственную структурную функцию,

эволюция которой с ростом  $Q^2$  определяется теми же уравнениями, что и для адрона. В этом отношении оно несколько не хуже (а в некоторых отношениях даже лучше) любого адрона. Необходимо, однако, учитывать, что определена она в гораздо более широком интервале бёркеновской переменной  $x > 1$ , о чем свидетельствуют результаты эксперимента NA-4, обнаружившие достаточно большую величину структурной функции вплоть до  $x \approx 1,3$ . Во-вторых, структурная функция ядра может быть и не связана простым образом со структурной функцией нуклона. По крайней мере, результаты мюонного эксперимента группы EMC показывают, что отношение  $F_2^{Fe}/F_2^{O_1}$  с ростом  $x$  в области до  $x \approx 0,7$  падает примерно линейно, почти на 30%, что трудно понять в рамках существующих представлений о ядре. Если это не ошибка, то весьма интересное открытие.

Новые, более точные данные были представлены по измерению структурной функции фотона (группы JADE, TASSO). Они интересны тем, что здесь КХД предсказывает не только ее поведение по  $Q^2$ , но и зависимость от  $x$  при фиксированном  $Q$ . Наилучшее согласие с КХД достигается при  $\Lambda_{\overline{MS}} \approx 200$  МэВ.

Более сложным жестким процессом является рождение массивных лептонных пар  $\mu^+\mu^-$  в адрон-адронных соударениях. Хорошо установлено, что этот процесс идет через аннигиляцию  $q + \bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$ ; всплески в сечениях связаны с рождением  $J/\psi$ - и  $\Upsilon$ -резонансов. Это дает возможность независимого определения распределений антикварков в нуклонах, которое с точностью до фактора  $K \approx 2,2$  согласуется с распределениями, полученными из ГНР, а также определения функций распределения для нестабильных частиц ( $\pi$ - и  $K$ -мезонов). Например, распределение валентных кварков в пионе имеет вид  $xu_V^{\pi}(x) \sim x^{0,30 \pm 0,04} (1-x)^{0,94 \pm 0,06}$ , а морских  $xu_S^{\pi}(x) \sim (1-x)^{5 \pm 8}$  (группа NA-3). Распределение же глюонов, полученное с использованием модели слияния для рождения  $J/\psi$ -резонансов, имеет вид  $xG^{\pi}(x, m_{\psi}) \sim (1-x)^{1,9 \pm 0,3}$  (группа SISI), причем, так же как и для протона, на их долю приходится около 50% полного импульса (группа NA-3).

Несколько слов о  $K$ -факторе, который характеризует расхождение между партонной моделью и экспериментом. Имеются веские основания считать, что причиной его в КХД являются экспоненциация главной части довольно большой радиационной поправки к подпроцессу аннигиляции.

На конференцию были представлены новые данные группы ABC по рождению прямых фотонов в  $pp$ -соударениях при  $\sqrt{s}=63$  ГэВ вплоть до поперечных импульсов  $p_T = 11$  ГэВ/с. При учете  $K$ -фактора ( $K \approx 1,7$ ) они также хорошо согласуются с КХД. Следует, однако, отметить, что достигнутая здесь точность не позволяет, по-видимому, уверенно наблюдать логарифмическое падение  $\alpha_2^2(p_T)$ , которому пропорционально сечение партонного подпроцесса  $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$  и  $qg \rightarrow q\gamma$ . Поскольку этот процесс является одним из наиболее интересных, его изучением сейчас в ЦЕРНе занимаются еще три экспериментальные группы (AABC, SCOR, RBCN).

Обратимся теперь к рождению адронов с большим поперечным импульсом. Здесь прежде всего необходимо отметить наблюдение еще одного неотъемлемого элемента КХД как калибровочной теории — прямого глюон-глюонного взаимодействия, которое проявляется в двух фактах:

1) В необычно большом (на 3 порядка) росте инклюзивного сечения рождения пионов с  $p_T \approx 10$  ГэВ/с, при переходе от энергий ISR ( $\sqrt{s} \approx 60$  ГэВ) к энергиям  $pp$ -коллайдера ( $\sqrt{s} = 540$  ГэВ), наблюдаемым группами UA-1 и UA-5 (рис. 2).

Качественно это объясняется быстрым ростом числа глюонов в адронах с уменьшением отношения  $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$  ( $ed\sigma/dp \sim p_T^{-n} (1-x_T)^m$ , где для глюон-глюонного подпроцесса  $m = 15-18$ , в то время как для кварк-кваркового  $m = 9-10$ ).

2) В росте отношения  $K/\pi^-$  с уменьшением  $p_T$  от 8 до 4 ГэВ/с (группа CDHW на ISR); для кварк-кваркового и кварк-глюонного подпроцессов это отношение примерно постоянно. Дополнительное подтверждение векторного характера глюона дает корреляция между частицей — триггером с большим  $p_T$  и частицами, летящими в противоположном направлении.

Наконец, несколько слов о двухфотонных жестких процессах. Существуют основания думать, что именно эти процессы наиболее чувствительны к нарушению цветовой симметрии и истинным зарядам кварков; во-первых, потому, что при спонтанном нарушении симметрии для виртуального фотона с  $Q^2 \gg m_g^2$  (масса глюона в нарушенной теории, которая не может превосходить  $\Lambda_{\text{КХД}} \approx 200$  МэВ) цветовая симметрия восстанавливается, и поэтому он чувствует только усредненный по цветам (т. е. дробный) заряд кварка; во-вторых, потому, что наблюдаемые адроны представляют собой цветные синглеты, однофотонный переход между двумя синглетными состояниями может идти только через цветосинглетную часть электромагнитного тока, которая также чувствительна только к средним зарядам.

Среди двух фотонных процессов наиболее хорошо измерен процесс  $\gamma\gamma \rightarrow$  две струи с большими  $p_T$ , наблюдавшийся на встречных пучках на PETRA (гр. TASSO, PLUTO, JADE), однако достигнута пока точность не позволяет различить варианты КХД с нарушенной и точной цветовой симметрией (рис. 3), хотя набранная сейчас статистика позволяет надеяться уже в ближайшем будущем на повышение точности, в несколько раз и на окончательное решение этого вопроса.

Подводя итоги этого раздела, можно сказать, что сейчас наша вера в КХД как теорию сильного взаимодействия кварков и глюонов есть результат многих полуколичественных совпадений для широкого круга разнообразных явлений и многих оправдавшихся предсказаний. Оставляя в стороне эстетические аргументы, из специфических черт КХД видны: а) уверенное подтверждение векторного характера глюона (угловые распределения струй в трехструйных событиях  $e^+e^-$ -аннигиляции и распадах кваркониев, корреляции в процессах с большими  $p_T$ , аномальные размерности в ГНР

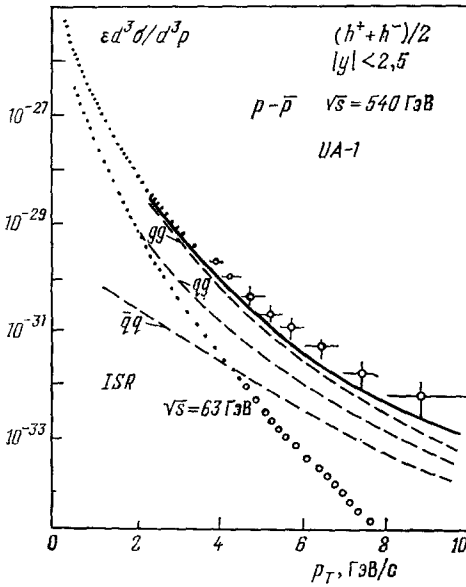


Рис. 2.

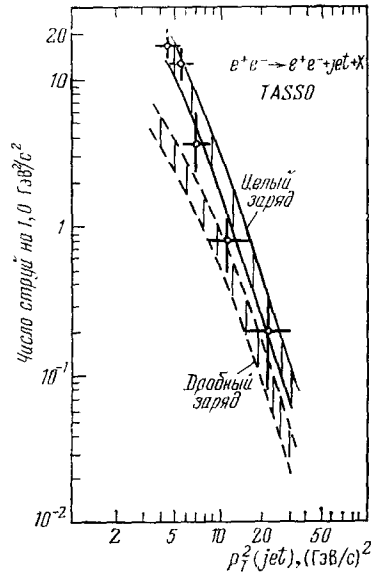


Рис. 3.

и спектроскопия кваркониев); б) уверенное подтверждение прямого глюон-глюонного взаимодействия (быстрый рост сечения рождения адронов с большими  $p_T$ , поведение отношения выходов  $K/\pi^-$ , но едва ли видны); в) подтверждение асимптотической свободы  $\alpha_s, \sim \ln^{-1}(Q^2/\Lambda^2)$  (нарушение скейлинга в ГНР может быть следствием лишь ненулевых аномальных размерностей структурных функций), и совершенно не видно: г) проявлений нулевой массы глюона.

За прошедшие два года продолжал развиваться и аппарат КХД. Особенно бурный прогресс наблюдается в развитии КХД на решетках. Основу его составляет замена непрерывного пространства-времени на дискретную решетку непрерывных интегралов, представляющих наблюдаемые физические величины, на многократные интегралы и вычисление последних методом Монте-Карло на ЭВМ. Это пока единственный регулярный подход, позволяющий выйти за рамки теории возмущений. В основе этого взрыва активности лежит преодоление в последнее время трудности с введением фермионных полей. Вычисленные таким способом параметры многих элементарных частиц (массы, константы распада, магнитные моменты) в пределах точности порядка 50—100% согласуются с экспериментальными значениями. Например,  $m_\rho = 780$  МэВ,  $m_\delta = 950 \pm 100$  МэВ,  $f_\pi = 200$  МэВ (вместо 130) и т. д.

Продолжается развитие старых и создание новых методов суммирования «мягких» глюонов, многие из которых связаны с именами советских физиков. Один из эффектов такого суммирования — появление  $K$ -фактора в сечениях рождения  $\mu^+\mu^-$  и прямых фотонов, упоминавшегося выше. Другой областью их приложения является фрагментация струй и попытка выхода в реджевскую область высокоэнергетических процессов.

Существенное развитие наблюдалось в использовании техники правил сумм, в основе которой лежит гипотеза локальной кварк-адронной дуальности, утверждающей, что разница между сечениями с участием адрона и с участием кварк-глюонной

системы с теми же квантовыми числами, усредненных по некоторому интервалу масс  $s_0$  с весом  $\exp(-s/M^2)$ , определяется вакуумным конденсатом кварковых и глюонных полей. Применение этого метода в новой области для электромагнитного фактора пиона дало ответ, неплохо согласующийся с экспериментом для  $Q^2 = 1-3 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Основной приложени КХД к жестким процессам с участием адронов является утверждение о факторизации сечений жестких процессов на сечение партонного подпроцесса, происходящего на малых расстояниях и вычисляемого по теории возмущений, и не зависящие от процесса функции распределения или фрагментации (или волновые функции), связанные с большими расстояниями. В последнее время появились сомнения в правильности этого утверждения для неабелевых калибровочных теорий, связанные с мягкими двухглюонными обментами между начальными адронами. Однако, как показали обсуждения, эти выводы, по-видимому, связаны с какой-то тонкостью в использовании аксиальной калибровки. В частности, вычисления, проведенные в фейнмановской калибровке, не подтверждали их.

Значительное место на конференции было уделено обсуждению проблемы глюония (доклады Е. Блума и Д. Бурке). Трудности в его идентификации связаны с тем, что этот резонанс не имеет ясно выраженных характерных признаков, кроме того, он «лишний» с чисто кварковой точки зрения. Обычное место поисков — распад  $J/\psi \rightarrow \gamma + R$ . В этом канале хорошо видны резонансы  $\iota$  (1440),  $\theta$  (1650),  $g_T$  (2160),  $g_T^*$  (2310), которые рассматриваются как наиболее вероятные кандидаты на глюоний. Однако сравнение свойств первого из них со свойствами  $\pi'$  (радиального возбуждения пиона, открытого недавно с участием физиков ОИЯИ) дает основание думать, что этот резонанс является членом нонета радиальных возбуждений. Кроме того, его масса слишком мала для глюония с точки зрения правил сумм.  $\theta$ -мезон также вполне может быть либо радиальным возбуждением, либо четырёхкварковым состоянием  $ss$  ( $u\bar{u} + d\bar{d}$ ), или парой  $4q$ -резонансов с легкими кварками. Свет на вопрос могло бы пролить более тщательное исследование парциальных каналов его распада, например отношения  $B_r(\theta \rightarrow \eta\eta)/B_r(\theta \rightarrow K\bar{K})$  (которое должно быть  $< 0,2$ , если  $\theta$ -глюоний;  $\approx 0,5$ , если  $4q$ -резонанс, и  $> 1$ , если радиальное возбуждение) и ширины образования  $\Gamma_{\theta \rightarrow \gamma\gamma}$ . Наблюдавшиеся пока ширины  $\Gamma_{\theta \rightarrow \gamma\gamma} B_r(\theta \rightarrow K\bar{K}) < 0,5 \text{ КэВ}$  и  $\Gamma_{\theta \rightarrow \gamma\gamma} B_r(\theta \rightarrow \rho^0 \rho^0) < 1,2 \text{ КэВ}$  (группа TASSO) кажутся противоречащими полной ширине распада  $J/\psi \rightarrow \theta + \gamma$  с  $\Gamma = 0,2 + 0,1 \text{ ГэВ}/c^2$  (группа MARK-II).

<sup>1-2000</sup> Что же касается остальных кандидатов, то данные по ним также пока недостаточны для определенных заключений, хотя возможно какой-то свет на этот вопрос прольет наблюдаемый в  $\gamma\gamma \rightarrow 4\pi$ -резонанс с массой  $M = 2,10 \pm 0,01 \text{ ГэВ}/c^2$  и шириной  $\Gamma = 94 \pm 21 \text{ МэВ}/c^2$ , не обнаруженный в двухлучевых событиях (группа TASSO).

Специальная сессия была посвящена экзотическим частицам (аксионам, бариониумам, дибарионам, монополям). Результаты обсуждений сводятся к следующему:

1. Аксионы не видны во всей области энергий: легкие аксионы ( $< 200 \text{ КэВ}$ ) исключены астрофизическими данными, средние (150 КэВ — несколько МэВ) — данными с реакторов (ИБР-2, SIN), более тяжелые — «beam-dump»-экспериментом.

2. Ситуация с бариониумами (четырёх кварковыми мезонами, распадающимися на  $N\bar{N} + \text{мезоны}$ ) кажется противоречивой (доклад Д. Вилановы).

В ЦЕРН не наблюдались такие состояния в  $p\bar{p}$ -канале в районе масс 1936 ( $\sigma < 14,5 \text{ нб}$ ), 2020 ( $\sigma < 30 \text{ нб}$  — группа WA-63 и  $\sigma < 1 \text{ нб}$  — группа WA-56), 2200 ( $\sigma < 1,5 \text{ мб}$ ); в то время как в Брукхейвене (BC-68) виден узкий резонанс ( $\Gamma \leq 20 \text{ МэВ}$ ) при массе 2020 с сечением порядка 1 мкб.

3. Также не вполне ясна ситуация с дибарионными резонансами (доклад К. Пижо). С одной стороны, эксперименты дают указание на резонанс  $H_1^+$  ( $\Delta p$ ) при массе 2129 с шириной  $\Gamma \sim 10 \text{ МэВ}$ . С другой стороны, наблюдаемая энергетическая зависимость пика скорее свидетельствует в пользу треугольной диаграммы с  $\Sigma$ -частичей. Резонанс же  $H_1^+$  не виден во многих исследованных каналах с сечением  $< 10 \text{ нб}$ .

4. Что же касается монополей, то по-прежнему существует лишь кандидат, зарегистрированный в эксперименте Кабреры со сверхпроводящим кольцом. Другие эксперименты исключают монополи с потоком в 4—5 раз меньшим, чем оценивает Кабрера, однако они чувствительны лишь к монополям со скоростями  $v > 10^{-3} c$ . Так что ситуация также остается пока неясной.

Перспективам развития единых теорий, объединяющих электрослабые взаимодействия и КХД, были посвящены обзорные доклады П. Файсе, Г. Джорджи и Г. т'Хофта. Такие объединения можно строить разными путями. Можно строить основные элементы стандартной теории из более фундаментальных составляющих «преонов» (модели «технцвета»). Однако при этом почти неизбежно возникают легкие частицы, например технипионы, следов которых не видно в эксперименте. Если же сделать масштаб объединения достаточно большим, то трудно понять малые значения масс лептонов и кварков.

Второй путь — расширение симметрии до суперсимметрии и супергравитации. Существует надежда, что такие теории будут свободны от расходимостей. (Расчеты

доказали это в трехпетлевом приближении; есть основание надеяться на общее доказательство.) Здесь, однако, также неизбежно большое количество новых частиц (скалярных лептонов и кварков, глюино и фотино и т. д.), следы которых пока не замечались. Тем не менее эта теория кажется настолько привлекательной, что сейчас в развитие суперсимметрии влилась новая большая группа физиков и оно пойдет по пути дальнейшей конкретизации предсказаний. Начаты и готовятся опыты по их проверке на действующих машинах. Особые надежды возлагаются на новые сверхмощные ускорители.

Интересным предсказанием многих объединенных теорий является нестабильность протона со временем жизни  $10^{30}$ — $10^{34}$  лет. Эксперименты по поиску таких распадов ведутся сейчас во многих странах, в том числе и в СССР, и на конференции было доложено о нескольких событиях, которые можно рассматривать как кандидаты на распад (4 события гр. KGF и одно событие группы NUSEX). Согласно этим событиям  $\tau_p = 6 \cdot 10^{30}$  лет. Однако на конференции была высказана критика, главный пункт которой состоит в том, что события могли имитироваться нейтроном от звезды, вызванной космическим мюоном вблизи детектора. Обсуждался «эффект Рубакова» (ИЯИ СССР) — новое предложение по проверке объединенных моделей, связанное с каталитическим действием монополей Полякова — т'Хоофта (непрерывного элемента таких моделей) на распад протона. Обладая большим сечением взаимодействия ( $\approx 10^{-26}$  см<sup>2</sup>), монополь при своем прохождении через вещество должен вызывать целую серию распадов через каждые 10—100 см пути. Достоинство нового метода — в том, что он не связан со многими деталями объединенных теорий, в том числе и с масштабом объединения. Однако вопрос о поиске таких монополей остается открытым.

Итак, строящееся здание Великого Объединения видится сейчас окруженным лесами и равного рода подпорками в виде хиггсовых и других «лишних» частиц и не выглядит пока слишком привлекательным. Впрочем, пока даже трудно отличить, что является подпоркой, а что войдет в окончательную композицию будущего шедевра. Невольно приходит на память Собор Парижской богородицы, который также строился и перестраивался в течение многих веков разными строителями в разных стилях, но сейчас воспринимается как единый законченный архитектурный ансамбль.

Специальное заседание было посвящено перспективам создания новых ускорителей. Не останавливаясь подробно на конкретных проектах (их можно найти в обзоре А. Н. Скринского: УФН, 1982, т. 138, с. 3), отметим только, что на заседании было высказано мнение (Л. Ледерман), что использование в новых ускорителях для энергий выше 20 ТэВ сверхпроводящих магнитов с большим магнитным полем (безжелезных) будет экономически невыгодным и большее преимущество будут иметь железные магниты со сверхпроводящей обмоткой.

*А. В. Ефремов*